

移動床流れにおける河床形態と粗度

THE BED CONFIGURATION AND ROUGHNESS OF ALLUVIAL STREAMS

水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会

Task Committee on the Bed Configuration and Hydraulic Resistance of Alluvial Streams, Committee on Hydraulics and Hydraulic Engineering, JSCE

まえがき

移動床流れにおいては、流水の運動は、流路形態に大きく支配され、またその流路形態は流水の作用により形成される。このような土砂流送を伴う流れ、流砂および流路・河床面の変動を対象とする Alluvial hydraulics は水理学の未完の分野として、今後の一層の発展が期待されているものである。

土木学会水理委員会においては、1970 年度末から、水理委員会の研究活動の一つとして、水理学における重要課題を逐次取り上げて、その問題についての調査研究を行なうための小委員会が設けられた。本小委員会はそのようにして設けられたものであり、Alluvial hydraulics の中で、ある程度固まりつつあると思われる 2 つの問題——移動床流れの河床形態および移動流れの抵抗——について調査・研究を行なった。

本論文は次の 2 章よりなる。第 1 章は移動床流れの河床形態における基本的な課題である河床形態の名称、河床形態の発生機構と領域区分、河床波の構造と形状特性ならびに河床波上の流れの特性について本小委員会河床形態研究部会が行なった研究を取纏めたものである。

また、第 2 章は沖積地河川における水深一流速の関係の予測を最終的な目標とし、これに到達するための基礎的研究である各種河床波と河床抵抗との関係、および河床波を伴う流れの水理特性について、本小委員会粗度研究部会が行なった研究を取纏めたものである。

この二つの章の関係は密につながったものであり、第 2 章の粗度の研究は第 1 章においてなされた河床形態区分の研究に立脚し、その観点から一つの普遍的な見方を得べく解析調査研究されたものである。

第 1 章 移動床流れの河床形態

1. 概 説

移動床水路では、水理条件と河床砂れきの特性に応じて各種の河床形態が発生し、抵抗係数や流砂量ならびに流路変動に支配的な影響を与えることは周知のとおりである。このように、河床形態は移動床の問題において常に重要な要素として古くから多くの研究者の注目を集めてきた。

移動床流れの河床形態に関する基本的課題は、河床形態がなぜ発生するか、与えられた水理条件と河床材料とともにどのような河床形態が形成されるか、さらにこれらの河床形態が抵抗係数や流砂量ならびに流路変動とどのような関連を持っているかを明らかにすることであろう。

以下において、河床形態の発生機構、領域区分ならびに形状特性に関する従来の研究成果を総括的に述べるが、それに先だって河床形態の名称に関する定義と説明を与えておこう。

河床形態には、その規模の大小、不規則性の強弱、運動の方向などから見ていいろいろのものがある。すなわち、規模においては、砂床面に形成される非常に小さいものから、波長が流路幅の数倍にもおよぶ大きなものまであり、形状においては、二次元的で比較的規則的なものから、三次元的で不規則なものまで千差万別である。また運動特性では、下流へ移動するもの、上流へ移動するものおよび移動しないものの三通りがある。

河床形態は、従来こうした規模、形状特性ならびに運動特性の相違から分類され¹⁾、それぞれに適当な名称が

与えられているが、その分類には、不明確なところが少なくなく、また、同一の河床形態でも研究者によって呼び方が異なっている場合もあり、それぞれの名称は必ずしも統一されていないようである。

河床形態についての物理的な考察を欠いた単なる形状特性からの分類ではどうしても不明確さは避けがたい。そこで、できるだけ物理的な考察に基づいた河床形態の分類が必要である。

河床面の微小な初期じょう乱が水流との相互作用のもとで時間とともに発達する場合には河床波が形成されるが、この過程においてどのような物理量が重要な役割を演ずるかを考察して、河床形態の分類を試みてみよう。

最も規模の小さい河床形態は砂渦である。砂渦の発達に関与し、その波長や波高を支配するものは個々の砂粒子の特性ならびに跳躍高さや跳躍距離といった河床面近傍の物理量であって、平均水深のような物理量はあまり重要な影響を持たないと見なされる。

砂渦よりも規模の大きい河床形態は砂堆である。砂堆の発達に関与し、その波長や波高を規定する重要な物理量として水深が考えられる。

最も規模の大きい河床形態は砂州であるが、その発達に関与し、かつその波長を支配するものとして水路幅があげられる。また、砂州の波高の発達は水深によって制限される。

以上のように、その波長、波高が河床面近傍の物理量によって支配されるものが砂渦、平均水深によって支配されるものが砂堆、その波長が水路幅によって支配されるものが砂州であるとして河床形態を分類することが合理的であろう。

このように、河床形態の構造を水路の特徴的な規模である水深および水路幅を用いて考察しようとする考え方とは、河川乱流の構造を水深で規定される鉛直乱流場と水路幅で支配される水平乱流場に区分して考えようとするもの²⁾と同じような発想によるものであるが、河床波の構造や形状特性を検討する上で種々好都合である。

以下河床形態の名称に関する定義と説明を示そう。

(1) 砂渦 (Ripples)

砂渦は、河床面近傍の物理量によって支配される最も小規模な河床形態であって、砂粒レイノルズ数 (u_*d_{50}/ν , u_* : 摩擦速度, d_{50} : 50% 粒径, ν : 流水の動粘性係数) がほぼ、10~20 以下の場合に形成され³⁾、その波長、波高は粒径と密接な関係がある。砂渦の平面形状には、三次元的な不規則なものから頂と谷が流れと直角方向に一直線に並んだ比較的規則的なものまで各種ある。また、縦断形状には、上流側斜面勾配が緩やかで下流側斜面勾配がほぼ砂の水中安息角をなす三角形状から比較

的対称的な正弦波形状まで各種ある。砂渦は平均流速に比して遅い速度で下流に伝播する。

(2) 砂堆 (Dunes)

砂堆は、砂渦よりも規模が大きく、その波長・波高が水深と密接な関係があり、河床波と逆位相の水面波を伴う河床形態である。

砂堆は、砂渦に比べて一般に不規則であり、その縦断形状は、上流側斜面勾配がゆるやかで下流側斜面勾配が砂れきの水中安息角にほぼ等しい三角形状をなす。砂堆は平均流速に比して遅い速度で下流に伝播する。

(3) 反砂堆 (Antidunes)

反砂堆は、水面波と強い相互干渉作用を持って形成され、河床波と同位相の水面波を伴う河床形態である。反砂堆には、水流と砂れきの特性に応じて上流へ移動、下流へ移動および移動しないの三通りの場合がある。この河床形態は、従来上流側に遡上する特性に注目して遡上砂堆と呼ばれている場合もあるが、上のように移動方向にはいろいろの場合があるので、このような呼び方は適切ではない。この河床形態は、水面波と河床波の位相が砂堆の場合と反対であるので、反砂堆と名づけたのである。反砂堆は一般に非定常性が強く、河床波の発達と減衰を繰り返す。反砂堆の縦断形状には三角形状から正弦波形状までいろいろあり、後者は前者に比して大きなフルード数のとき形成される。シャープな頂を持った三角形状の反砂堆は実験水路においてのみ観測されており、常に下流に移動する⁴⁾。反砂堆は、フルード数が大きくなると射流であるシートと射流あるいは常流であるプールとを連結したような河床形態になるが、これを特にシート・プールと呼んでいる。

(4) 砂州 (Bars)

砂州は、最も規模の大きい河床形態であって、その波長は水路幅と密接な関係がある。

砂州には弯曲部の凸岸などに見られる固定砂州 (Point Bars) や左右交互に周期的にあらわれる交互砂州 (Alternating Bars) などがある。

砂州の縦断形状はほぼ三角形状で上流側斜面勾配は緩く、下流側斜面勾配は砂れきの水中安息角にほぼ等しい。交互砂州は平均流速に比して遅い速度で下流へ移動する。

(5) 平坦河床 (Flat Bed)

砂渦、砂堆、反砂堆および砂州を伴わない平坦な河床形態である。

(6) 遷移河床 (Transition)

砂漣や砂堆と平坦河床との遷移領域における河床形態であって、砂漣や砂堆の部分と平坦河床の部分とからなる。

以上の河床の起伏を総称して河床波 (Sand waves) と呼ぶ。また、砂州に比べて砂漣、砂堆、反砂堆の規模は小さいので、前者を中心規模河床形態、後者を小規模河床形態と区分する。上記の河床形態の名称と特徴をまとめ表-1.1 に示す。

表-1.1 河床形態の分類

名 称	形状・流れのパターン		移動方向	備 考
	継断図	平面図		
小規 模 河床 形 態	砂 漣		下 流	波長・波高が砂粒径と関係する
	砂 堆			波長・波高が水深と関係する
	遷移河床			砂漣・砂堆・平坦河床が混在する
	平坦河床			
中規 模 河床 形 態	反 砂 堆		上 流 停 止 下 流	水面波と強い相互干渉作用をもつ
	砂 州			波長が水路幅と関係する。
	交互砂州		下 流	
	うろこ状 砂 州		下 流	

各領域の河床形態は、ある場合には共存しうる関係にある。たとえば、砂堆の上流側斜面に砂漣を伴う場合、砂州の上流側斜面に砂堆や砂漣を伴う場合がしばしば見受けられる。

小規模河床形態は主として抵抗や流砂量に、中規模河床形態は主として流路変動に支配的な影響を与える。しかし、実験水路などで水路幅と水深と同程度の場合には、小規模河床形態と中規模河床形態との規模が接近して、両者を明確に区別できなくなり、また中規模河床形態も粗度要素として重要な影響を持つようになる。

小規模河床形態は、粗度特性の面において次の3つのグループに分かれる。

(1) 平坦河床、反砂堆領域

抵抗の主要な部分は砂粒子による表面摩擦であって、次に示す砂漣、砂堆の場合に比して抵抗係数は小さく、流砂量は大である。フルード数が大きい場合に形成されるので Upper regime と呼ばれることがある。

(2) 砂漣、砂堆領域

河床面において水流のはく離が生じて、これによる形状抵抗が表面摩擦による抵抗に加わり、砂漣、砂堆の発達とともに前者の抵抗が支配的な影響を持つようになるので、抵抗係数は平坦河床および反砂堆領域に比べて不連続的に増加し、流砂量は小である。この領域を Lower regime と呼ぶこともある。

(3) 遷移領域

Upper regime と Lower regime の遷移的な特性を持っており、わずかな条件の変化によってその状態が遷移するので、与えられた水理条件に対して一義的な河床形態を予測することができない。

遷移領域を除いて、与えられた河床材料と水理条件に対応してある一つの平衡した河床形状が存在すると考えられるが、河床形状がこの平衡状態に十分発達するまでには一定の時間を必要とする。この時間は小規模河床形態では比較的短いが、中規模河床形態ではかなり長い。実際河川では、流量は絶えず変化しており、河床形態が与えられた水理条件に対応する平衡状態に到達する以前に水理条件が変化する場合がある。また、砂州などの場合には、洪水のときに形成された形態が洪水の減衰後も残る。したがって、実際河川の河床形態と水理条件との関係を調べる場合には、その河床形態がどの水理条件に対応して形成されたものであるかについては十分な検討が必要である。

2. 河床形態の発生機構

河床形態の発生機構に関する研究は二つの流れに大別できる。

一つは、河床面に微小な擾乱を与え、それが時間とともに発達するか減衰するかを水流と流砂の運動および連続の方程式に基づいて解析し、種々の河床形態の発生条件を求めようとする研究であって、これには流れの解析をポテンシャル流理論を適用して行なうものと、開水路流れの基礎方程式に基づいて行なうものとがあるが、いずれも河床安定理論としての取扱いである。この取扱いは、初期に与えられる微小な擾乱が何によって生ずるかの物理的な考察はさておいて、河床には常に各種の原因で種々の波数域の擾乱が与えられるものであるという前提に立って、その発達の可能性を検討するところに解析の重点がおかれてている。

いま一つの研究の流れは、水流の速度変動の構造や個々の砂れきの移動機構あるいは水面波などの関連のもとで、河床形態の発生機構に関する物理的な説明を与える

ようとする立場である。

この立場でも、河床形態の発達過程は河床波と水流との相互作用に基づくものであるとの見解は取られており、その限りにおいては、第一の立場と本質的な相違はない。しかし、この立場においては、河床に与えられる初期じょう乱を流れの構造や個々の砂れきの運動機構と関連づけようとするところや、河床波と水流との相互作用を堆積した砂れきの下流側に形成されるはく離現象やそれによる乱れの強さの距離的な変化などを通じて物理的に把握しようとするところに研究の重点がおかれていく。

河床形態の発生機構に関する解析的研究は最初 Anderson⁴⁾ (1953) によって行なわれた。彼は、水面波が原因で河床波が形成されると考えた。水面にじょう乱波が生ずると、そのために河床付近の流速が変動し、河床波が発生する。この河床波により流れが影響を受け、さらに、河床波の発達をもたらす。このように、流れと河床波の相互作用により河床波が発達し、平衡状態に達すると考え、ポテンシャル流理論と流砂の連続方程式に基づいてこのような河床波の発生、発達過程を数学的に記述し、河床波の波長とフルード数の関係を与える式を導いた。河床波には、概説でも述べたとおり種々のものがあり、必ずしも Anderson が考へているようなものばかりではないが、Anderson の研究は、最初にこうした問題に対する解析法を与えた点で注目される。その後、解析的研究は、主として安定理論としての立場から、松梨^{5), 6)} (1959, 1965), Kennedy^{7), 8)} (1963, 1969), Reynolds⁹⁾ (1965), 椿・斎藤¹⁰⁾ (1967), Hansen¹¹⁾ (1967), Gradowczyk¹²⁾ (1968), Callander¹³⁾ (1969), 林¹⁴⁾ (1970), 鮎川¹⁵⁾ (1970), Engelund¹⁶⁾ (1970), 椿・渡辺・定村¹⁷⁾ (1971), 白砂¹⁸⁾ (1971) らによって進められてきた。一方、Velicanov¹⁹⁾ (1936), Raudkivi²⁰⁾ (1963), Williams・Kemp²¹⁾ (1971), Yalin²²⁾ (1971), 坂本・三王²³⁾ (1972), 白砂²⁴⁾ (1972) などは水流の速度変動成分あるいは砂れきの運動特性との関連のもとに河床形態の発生、発達の機構を解明しようと試みている。以上の二つの研究の流れは互いに矛盾するものではなく、統一されるべきものであると考えられるが、これは今後に残された研究課題である。

河床安定理論では、流砂量が平均的な水理量によって一義的に決定されるとし、かつ流れの場所的な変化が緩慢であるとすると、河床の初期じょう乱はもちろん一般に変形はするが波高は変化せず、安定性は中立にとどまる。したがって、河床波の発生条件を導くためには、流砂量式に局所的な水理条件を用いることが必要であって、いずれの理論においてもその点の配慮がなされており、その相違によってそれぞれの理論が特徴づけられる。

ここでは、Kennedy⁷⁾, 林¹⁴⁾, および椿・斎藤¹⁰⁾ の理論について述べる。Kennedy は河床波の発生をもたらす要因として局所的な流速と流砂量の間に存在する対応の遅れの距離 δ を考え、これを流砂量式に導入し、これを用いて河床面における微小じょう乱の安定、不安定性をポテンシャル流理論によって解析し、河床波の発生条件および伝播特性を明らかにした。この理論においては δ が重要な役割を演じ、それなしには河床波の形成を説明することができない。しかし、彼の理論においては δ は 0 から λ (河床波の波長) の範囲の値をとるとされているが、局所的な流速と流砂量の対応の遅れの距離としてこのような大きな値をとることについては物理的に十分な説明を与えることは困難である。

林は、この点を修正するため、流砂量式に河床波の形状の影響を導入して Kennedy とほぼ同様な解析を進めた結果、 δ としてごくわずかな値を用いて各河床形態の発生条件を導きうることを示した。

次に林の理論の概要を示そう。

移動河床上の二次元ポテンシャル流れを考える。河床面に与えられるじょう乱を次式に示すように正弦波形とする。

$$\eta(x, t) = a(t) \sin k(x - u_b t) \dots \quad (1.1)$$

ここに、 a : 振幅, k : 波数, u_b : 河床波の移動速度。

図-1.1 に示すように座標軸を取ると、水面波および河床波はそれぞれ次のように表わされる。

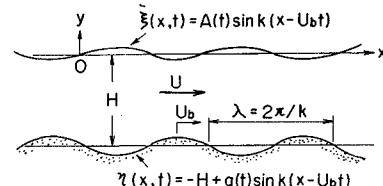


図-1.1 移動河床面における正弦波じょう乱

$$\eta = \xi - H = A(t) \sin k(x - u_b t) - H \dots \quad (1.2)$$

$$y = -H + a(t) \sin k(x - u_b t) \dots \quad (1.3)$$

ここに、 $A(t)$: 水面波の振幅, H : 水深。

境界条件は、

$$y=0 : \xi_t + u \xi_x = \phi_y \dots \quad (1.4)$$

$$y=0 : \phi_t + g \xi + \frac{1}{2} (\phi_x^2 + \phi_y^2) = \text{一定} \dots \quad (1.5)$$

$$y=-H : \eta_t + u \eta_x = \phi_y \dots \quad (1.6)$$

ここに、 u : 流速, ϕ : 速度ポテンシャル。

上の境界条件のもとでラプラスの方程式

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} = 0 \dots \quad (1.7)$$

を解くと、 $a_t \ll auk$, $u_b \ll u$ の条件のもとで

$$\phi = ux - ua \frac{\cosh ky + F_r^2 kH \sinh ky}{\sinh kH - F_r^2 kH \cosh kH} \times \cos k(x - u_b t) \dots \quad (1.8)$$

ここに, $Fr = u/\sqrt{gH}$: フルード数。

式(1.4)に式(1.8)を代入することにより, 水面波の振幅と河床波の振幅の比は次式で与えられる。

$$\frac{A(t)}{a(t)} = - \frac{F_r^2 k H}{(\tanh k H - F_r^2 k H) \cosh k H} \quad \dots \dots \dots (1.9)$$

次に, 流砂量式として, 河床波の形状の影響および流速と流砂量との間に存在するいくらかの遅れの距離 δ を同時に考慮して, 単位幅当たりの流砂量(体積単位) T を

$$T(x, t) = m \left[1 + \alpha \frac{\partial \eta(x-\delta, t)}{\partial x} \right] [\phi_x(x-\delta, -H, t)]^4 \quad \dots \dots \dots (1.10)$$

で表示し, 流砂の連続方程式

$$T_x + \eta_t = 0 \quad \dots \dots \dots (1.11)$$

に代入して, $k\delta \ll 1$ の仮定のもとで波高および伝播速度に関して次のような解を得た。

$$a(t) = a(0) \exp \left[\frac{mg^2 \alpha}{C} F_r^4 k^2 H^2 \times \left(C - 2 F_r^2 k H \frac{1 - F_r^2 k H \tanh k H}{\tanh k H - F_r^2 k H} \right) t \right] \quad \dots \dots \dots (1.12)$$

$$u_b = 4 mg^2 H F_r^4 k H \left(\frac{\alpha^2}{8C} F_r^2 k H + \frac{1 - F_r^2 k H \tanh k H}{\tanh k H - F_r^2 k H} \right) \quad \dots \dots \dots (1.13)$$

ここに,

$$C = \alpha / [\delta / (u^2 / 2g)] \quad \dots \dots \dots (1.14)$$

いま,

$$\Gamma = C - 2 F_r^2 k H \frac{1 - F_r^2 k H \tanh k H}{\tanh k H - F_r^2 k H} \quad \dots \dots \dots (1.15)$$

とおくと, 式(1.12)において, $\Gamma > 0$ のときは振幅が時間とともに増大して河床波が形成され, $\Gamma < 0$ のときは振幅は時間とともに減衰することになって河床波は形成されない。河床波が形成される領域の限界は, $\Gamma = 0$ と $\tanh k H - F_r^2 k H = 0$ で与えられる。これに対する F_r^2 の限界値は,

$$F_r^2 = \left(\frac{F_{r1}^2}{F_{r2}^2} \right) = \frac{1}{4 k H \tanh k H} \times [C + 2 \pm \sqrt{(C+2)^2 - 8 C \tanh^2 k H}] \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\}$$

および

$$F_{ra}^2 = \frac{\tanh k H}{k H} \quad \dots \dots \dots (1.16)$$

で与えられる。実験値と比較して $C=2.0$ と定められ, 図-1.2 に示す結果が得られた。

椿・斎藤¹⁰⁾は, 河床波上の流れは加速, 減速を繰返しこれに対応して流速分布形が変化するため同一の平均流速に対しても加速部と減速部で流砂量が異なるとし, さらに流砂は非平衡状態にあるとして流砂量式を導き, こ

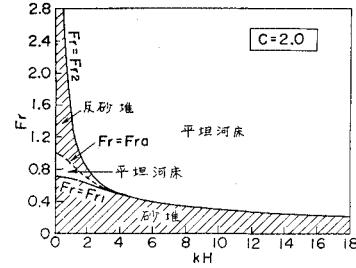


図-1.2 河床波の発生領域 (林の理論)

れと開水路非定常流の運動方程式と連続方程式および流砂の連続式を用いて、微小な初期擾乱の安定、不安定性を検討し、さらに、河床波の波長を与える Yalin の関係式を用いて河床形態の発生領域を図-1.3のように示した。これは Garde らが実験的に求めた領域区分をかなりよく説明しており、興味深い。椿らの理論と林の理論とを比較すると、流速分布の非対称性は流砂量の非対称性と対応し、砂移動の非平衡性は遅れの距離と対応するものと考えられ、河床波の発生に関しほぼ同様な物理的説明を与えているものと解される。

砂州の発生に関しても、初期に与える擾乱として横断方向にも流下方向にも周期的に変化するものを考えることによって、上と同様な解析を進めることができる。

3. 河床形態の領域区分

河床形態は移動河床の抵抗や流砂量と密接な関係を持っており、与えられた条件のもとでどのような河床形態が形成されるかを予測することはきわめて重要である。さきに述べた河床形態の発生機構に関する解析的研究により、各種の河床形態の発生領域が Fr 数と波数との平面において区分され、 Fr 数が領域を区分する重要なパラメーターであることが知られるが、これをただちに河床形態の予測に用いることは困難である。なぜならば、上の解析では河床形態の発生領域がすべての波数域について求められているが、実際の現象では卓越する波数域が存在し、その挙動によって河床形態が支配されると考えられるので、河床形態の予測にはこれに関する情報を導入する必要があるからである。さらに、

$$Fr = (\sqrt{I} \cdot v / u_*) \quad \dots \dots \dots (1.17)$$

であるから、 Fr を知るためには、 v/u_* の値を知ることが必要であって、河床形態の予測にはこの点も解明されねばならない。ここに、 I : 勾配, v : 平均流速。

椿らは河床の安定理論の解析結果をもとにして、これに河床波の波長を与える Yalin の関係式を導入して実験結果を説明しうる領域区分図を求めたが、これは上述

の諸点を考慮したものであって注目すべき結果である。

一方、河床形態の形成領域に関する実験的研究は古くから行なわれ、これに基づいて領域区分図が数多く提案されている。

河床形態に関する系統的な実験を最初に行なったものは Gilbert²³⁾ であろう。彼は各実験ケースごとに砂の粒径、水路幅および流量を一定に保ち、勾配を増加させて河床形態の変化を調べたが、河床形態は勾配が増加するにつれ砂堆、遷移河床、平坦河床、遷移河床、反砂堆と変化することを知った。さらに各河床形態の形成限界に対応する勾配の値は、実験条件によって異なり、水路が大きいほど、また粒径が小さいほど小さいこと、平坦河床の領域は一様砂よりも混合砂の方が広くなることを指摘した。

Simons, Richardson²⁴⁾ は幅 8 ft の水路で行なった実験の結果に基づき、フルード数 F_r が大きくなるにつれて河床形態は砂漣 ($F_r < 1$)、砂堆 ($F_r < 1$)、遷移河床 ($F_r < 1$)、平坦河床 ($F_r < 1$)、反砂堆 ($F_r \geq 1$)、ショート・プール ($F_r > 1$) と変化するが、河床形態の形成限界を与えるフルード数の値は水路の規模に関係すると述べている。

Guy・Simons・Richardson²⁵⁾ は多くの実験を行なった。彼らの実験の結果によると、掃流力が増加するにつれて河床形態は、砂漣、砂堆、遷移河床、平坦河床、定常波、反砂堆、ショート・プールと変化するが、掃流力が同一の場合でも勾配と水深の組合せ方によって異なる河床形態が形成される場合があることが認められる。

Yalin²²⁾ は、砂漣と砂堆の境界は $u_* d_{50} / \nu$ の値によってきまり、 $u_* d_{50} / \nu < \approx 20$ に対して砂漣、 $u_* d_{50} / \nu > \approx 20$ に対して砂堆が形成されるとしている。

以上の諸事実から河床形態の領域区分について次のように考察することができる。

(1) 砂漣・砂堆のいわゆる Lower regime と平坦河床・反砂堆の Upper regime とを区分する重要な物理量はフルード数 F_r である。

平坦河床に対する F_r 数は、抵抗の対数則を用いることにより、次のように表わされる。

$$F_r = (\sqrt{I} \cdot v / u_*) = \sqrt{I} \left(A_r - \frac{1}{\kappa} + \frac{2.3}{\kappa} \log \frac{R}{a_i d} \right) \quad \dots \quad (1.18)$$

ここに、 R : 径深、 κ : カルマン定数、 a_i : 砂面の状態や掃流力などによって若干変化すると考えられる係数。

勾配 I が増加するにつれて河床形態の遷移が生じ、その限界を与える I の値は R が大きいほどまた d が小さいほど小さくなることを明らかにした Gilbert の実験結果は、 F_r が河床形態の遷移において卓越した効果をもつことを物語っているものといえよう。

また、掃流力の無次元量 τ_* は、

$$\tau_* = \frac{u_*^2}{sgd} = \frac{I}{s} \frac{R}{d} \dots \dots \dots \quad (1.19)$$

で表わされる。ここに、 s : 砂れきの水中比重。式 (1.18) と (1.19) からわかるように τ_* の増加は F_r の増加に対応するが同一の τ_* の場合でも、 R と I の組み合せ方により F_r の値が変化することを考慮すると Guy・Simons・Richardson らの実験結果を理解することができる。

(2) 砂漣と砂堆の領域を区分する重要な物理量は Yalin も示しているように砂粒レイノルズ数 $u_* d / \nu$ であると考えられる。Simons らの研究において F_r あるいは τ_* の小さい値に対して砂漣が形成され、これを増加すると砂堆に遷移し、その限界値が水路の規模によって変化すると述べられている事実や、砂漣は砂の粒径が 0.6 mm 以上の場合にはほとんど形成されないとわれている事実は、砂漣から砂堆への遷移が $u_* d / \nu$ で支配されると考えることによって理解することができよう。

従来の領域区分法は、いずれも、砂漣・砂堆の Lower regime を一括して取り扱い、これと平坦河床、反砂堆の領域との境界に注目して得られたものであるが、細部においては砂漣・砂堆と反砂堆の間に遷移領域を設けてこれに平坦河床の領域をも含ませているもの、抵抗予測の観点から平坦河床と反砂堆とを区別せず Upper regime に一括しているものなどまちまちである。

領域区分法の主なものとして Garde・Albertson²⁶⁾ ($\tau_* \sim F_r$)、椿・斎藤²⁷⁾ ($I/s \sim R/d$)、Garde・Raju²⁸⁾ ($I/s \sim R/d$)、杉尾^{31), 32)} ($\tau_* \sim I$, $I \sim q/w_0 d$)、Znamenskaya³³⁾ ($F_r \sim u/w_0$)、芦田・道上³⁴⁾ ($\tau_* \sim R/d$) などがあるが、上の考察からいずれも妥当性を有していることが理解される。ここに、 q : 単位幅流量、 w_0 : 砂の沈降速度。

図-1.3 は Garde らの方法と椿らの方法を示したもの

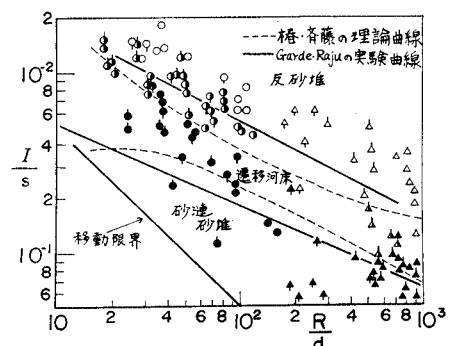


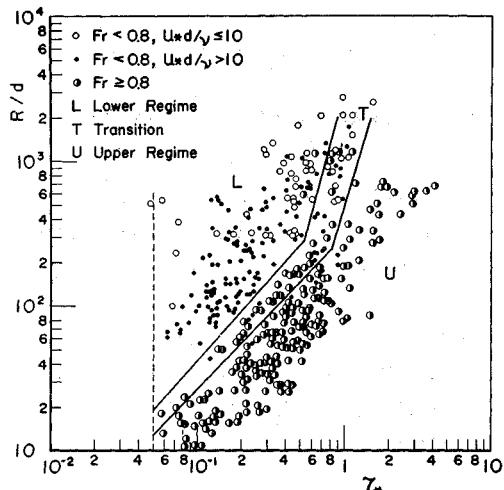
図-1.3 河床形態の領域区分 (Garde らおよび椿らの方法)

のである。図中の記号は表-1.2 に示すとおりである。

芦田・道上³⁴⁾は、抵抗を予測するという観点から河床形態を Lower regime と Upper regime に区分し、河

表-1.2 図-1.3 および図-1.5 の記号説明

実験者	水路幅	砂の粒径	河床形態
Gilbert ²⁵⁾	0.66 ft	0.375 mm ○	砂堆 ●
		0.507 ○	平坦河床 ●
		0.787 ○	反砂堆 ○
Guy Simons Richardson ²⁷⁾	8 ft	0.19 mm △ 0.28 △ 0.45 △	砂漣・砂堆▲ 平坦河床 ▲ 反砂堆 △
木下 ³⁵⁾	13.2 cm	0.38 mm	交互砂州 ⊗
井口 鮎川 吉野 ³⁶⁾	15 cm 30 31	0.45 mm 2.3 3.55	交互砂州 ⊗

図-1.4 Lower regime と upper regime の区分
(芦田・道上)

床安定理論の解析結果を参考にして $F_r \geq 0.8$ を Upper regime, $F_r < 0.8$ を Lower regime とし、その境界を区分するパラメーターとして次元解析の結果により τ_* と R/d を取り上げ 図-1.4 に示す領域区分図を与えた。なおここでは $u_* d / \nu \leq 10$ のとき砂漣, $u_* d / \nu > 10$ のとき砂堆と定めて区別している。図-1.4 の関係は Garde らによる区分図とほぼ同じ結果を与える。

移動河床の抵抗則はそれぞれの河床形態によって異なるので、抵抗を求めるためにはまず与えられた条件を用いてどの河床形態にあるかを知らなければならないが、図-1.3 および図-1.4 はその際に必要な関係図である。遷移領域においては Lower regime と Upper regime が混在しており、抵抗係数は同一の条件に対して二つ以上の値を取る可能性があって、決定論的に求めることができない。

一方、砂州の形成条件には水深と水路幅の比 H/B が関与すると考えられる。

木下^{35), 37)} は、日本の数多くの河川で形成されている交互砂州（木下は砂れき堆と呼んでいる）の形成条件について、河川調査および実験結果から検討した結果、交

互砂州は水深と水路幅の比が河床砂れきの粒径によっても異なるが、ほぼ 0.1~0.05 以下において形成されること、また、勾配が小さくなると形成されにくいくこと、河床が洗掘低下する区間では形成されず、堆積傾向の河道区間において形成されることなどを明らかにしている。

交互砂州は実験室では約 1/100 以上の比較的急勾配がないと形成されないが、河川では数千分の 1 の勾配でも形成される。

鮎川³⁸⁾はこれらの事実を説明するために、図-1.5 の

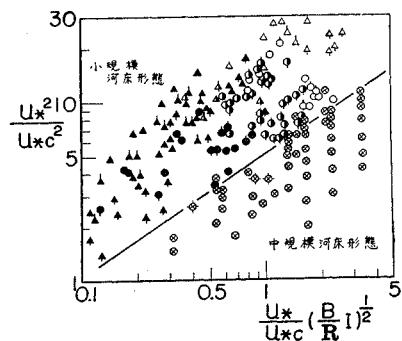


図-1.5 中規模河床形態の形成領域 (鮎川)

領域区分法を提案している。なお、実際には、砂州（中規模河床形態）と砂漣・砂堆（小規模河床形態）は共存しているので河床形態は観察によっていざれかに分類されたものである。したがって、同図は中規模河床形態が顕著に認められる領域と認められない領域の区分を示しているものと解することができる。なお、図-1.5 中の u_{*c} は砂の移動限界摩擦速度、 B は水路幅である。

4. 河床波の構造と形状特性

(1) 河床波の構造

河床波は、各種の周波数成分から構成されており、ときにはある特定の周波数成分が卓越してかなり規則的な形態を示すこともあるが、一般には不規則である。

従来、河床波の形状特性として、平均的な波長・波高・周期なとが取り扱われている場合が多いが、形状特性をより的確に把握するためには確率過程としての取扱いにより、構造に内在する統計法則を追究することが必要である。最近このような研究が数多く行なわれるようになってきた。芦田・田中³⁹⁾は河床形態の各領域について河床波のパワースペクトルを求め、その特性がそれぞれの領域でかなり異なること、砂漣では周期性が強いが砂堆では不規則性が強いことなどを明らかにしている。

芦田・奈良井⁴⁰⁾は、スペクトルの構造を検討するため

に、幅の異なる水路で、数種類の水深について河床形状の発達過程の数段階におけるスペクトルを水路横断方向の5測線について求めた。その結果、以下に示すようにスペクトル構造と流れのスケールとの関係、スペクトルの時間的変化ならびに、長波域の三次元的特性を明らかにしている。

図-1.6は、幅60cm、長さ150mの水路で、勾配1/500、水深7cm、平均流速47cm/sec、河床砂の粒径0.76mmにおける通水後1, 2および7時間後における河床波のスペクトルを示す。

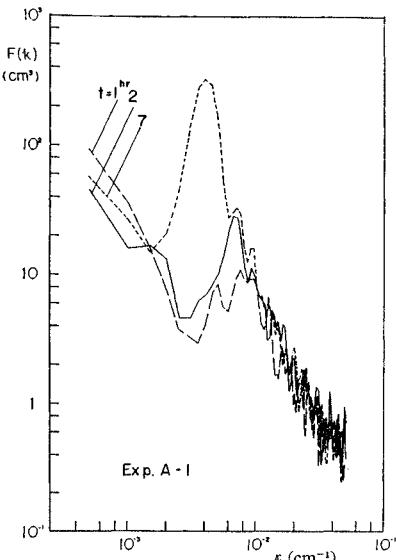


図-1.6 河床波のパワースペクトル密度の時間的変化
(水路幅 60 cm) (芦田・奈良井)

図-1.7は、同じ資料に対する各時刻における $2y/B = \pm 0.83$ (y は水路中央測線からの横断方向の距離) の2測線における河床波系列のコヒーレンスを示す。

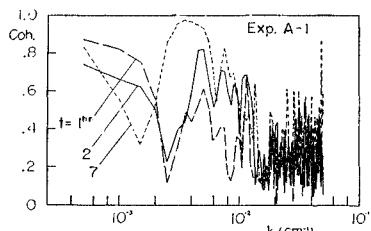


図-1.7 河床波系列のコヒーレンスの時間的変化
(芦田・奈良井)

図-1.8は、幅20cm、長さ18cmの水路で、勾配1/200、水深3cm、平均流速53cm/sec、平均粒径0.76mmにおける $2y/B=0$ および -0.8 、 $t=6$ 分および113分におけるスペクトルを示す。これらの図から次のことが認められる。

- 1) $0.1 < kH$ ($k=1/\lambda$) の波数領域での河床形状は、比較的短時間のうちに発達し、その統計的な構造は、時

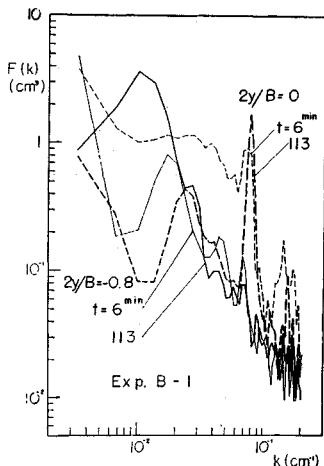


図-1.8 河床波のパワースペクトル密度の時間的変化
(芦田・奈良井) (水路幅 20 cm)

間的にも空間的にも変化しない。また、水路の両側壁近傍の測線間のコヒーレンスは低い。この領域の河床形状は水深や砂れきの特性によって規定されるもので砂堆、砂漣である。フルード数が1に近い水理条件では $kH \approx 0.2 \sim 0.3$ の波数の水面波を伴う変動成分が卓越する。

2) $0.1 < kB < 0.5$ の波数領域の河床形状の発達には比較的長時間を要し、卓越波長は時間とともに高波数域から低波数域へと移行する。

水路両側壁近傍の測線間のコヒーレンスは高く、この河床形状は水路幅に規定される三次元的特性を持った砂州であることがわかる。

3) 観察の結果、上の二つの河床形状とは構造的に異なる「たてすじ」の河床形状が認められた。このたてすじの間隔は水深のほぼ2倍である。

4) 以上の3つの相異なる特性を持つ各領域の河床形状は共存しうる。

5) 水路中央部と側壁よりの測線ではスペクトルの形が非常に異なり、水路中央部の卓越波長は側壁近傍のそれの約1/2である。

以上のように河床波は複雑な構造を有しているが、そのスペクトルを一つの関数によって表示しようとする試みもなされている。

Nordin-Algert⁴¹⁾は、河床高の変動を二次のマルコフプロセスのモデルを用いて表わし、スペクトル密度関数を求めた。すなわち、距離 l の点における河床高の変動 X を次式で表わした。

$$X(l) = \alpha X(l-1) - \beta X(l-2) + \epsilon_l, \dots \quad (1.20)$$

ここに、 ϵ_l は平均値0のランダム変動量で $X(l-1)$ 、 $X(l-2)$ とは独立である。

この際、ずらしの数は砂堆の平均波長が10~15点で表わされるように選ばれている。

解析の結果、パワースペクトル密度関係 $P(f)$ は、

$$P(f) = \frac{\sigma_e^2}{|1 - \alpha e^{-2\pi i f} + \beta e^{-4\pi i f}|^2} \dots\dots\dots (1.21)$$

ここに、

$$\alpha = \frac{C(0)C(1) - C(1)C(2)}{C(0)^2 - C(1)^2} \dots\dots\dots (1.22)$$

$$\beta = \frac{C(1)^2 - C(0)C(2)}{C(0)^2 - C(1)^2} \dots\dots\dots (1.23)$$

$$\sigma_e^2 = \frac{C(0)(1-\beta)\{(1+\beta)^2 - \alpha^2\}}{1+\beta} \dots\dots\dots (1.24)$$

C ：自己相関関数

式 (1.21) は砂堆の領域については実測値と比較的よく一致する。このことは、この領域についてある点の河床高がそれよりもずらしの数で一つおよび二つ上流（一般には砂堆長の 1/4 以下）の河床高と線型的な関係を持っていることを示している。ここで問題になる点は、砂漣などのように周期成分が卓越している場合には上のモデルは適合しないこと、ずらしの距離の取り方がモデルの適合性に支配的な影響を与えると思われるが、その方法が明確に示されていないこと、 $C(0)$, $C(1)$, $C(2)$ の値と水理量との関係が明らかでないことなどである。

一方、次元的な考察はパワースペクトルの関数形を決定する有力な手法であり、乱流の速度変動スペクトルに関する Kolmogorov の $-5/3$ 乗則や風波のスペクトルに関する Phillips の -5 乗則などはその例としてよく知られている。日野⁴²⁾は、同様な考察により河床波のスペクトルの関数形を求めている。

十分発達した砂漣、砂堆では河床波の前面はほぼ水中安息角を取っており、河床高 η の距離的変化 $d\eta/dx$ はこの点で不連続的に切断されている。このことは河床波についての特徴的な現象である。このことから日野は、河床波の低周波側では Kennedy などによって取り扱われているように河床と水流との間の相互干渉効果が河床波の形成ならびに特性に重要な影響を持つが、ある値以上の高波数域では、スペクトルの形が砂れきの安息角 ϕ と波数 k で支配される平衡領域が形成されると考え、次元解析の結果次のような波数スペクトルの -3 乗則を導いた。

$$S_{\eta\eta}(k) = \alpha(\phi) k^{-3} \quad (k_0 < k < d^{-1}) \dots\dots (1.25)$$

ここに、 $\alpha(\phi)$: ϕ の関数。しかしながら ϕ はそれほど大きく変化しないので定数と考えられる。また、 k_0 は河床と水流との相互干渉効果が重要な影響を持たないと考えられる範囲の最小の波数であり、 d は粒径である。

また、周波数スペクトルに関しては -2 乗則を導いた。

$$P_{\eta\eta}(f) = \frac{1}{2} \alpha(\phi) r f^{-2} \quad (f_0 < f < f_1) \dots\dots (1.26)$$

ここに r : 一定値。

式 (1.25) あるいは (1.26) は実測値の傾向をかなりよく説明するという結果が示されている。しかし、前述のとおり河床形態は水理量と砂れきの特性によって変化するきわめて複雑な構造を有しており、また高波数域においても河床波とそれによる水流のじょう乱との相互干渉効果は、Raudkivi も示しているように無視できないものがあるので、河床波のスペクトルをたとえ高波数領域においても上のように一つのユニバーサルな関数で表わしうるかどうかについては今後さらに検討する必要がある。

河床波の発達過程に水流のじょう乱がどのように関与するかの問題を直接検討しようとする研究も最近いくつか試みられている。たとえば、人工的な乱れを発生させた場合と自然の場合についての河床波の発生状態の比較実験⁴³⁾、河床波発達の各段階における河床波のスペクトルと乱れ速度のスペクトルの比較検討⁴⁴⁾、河床波上の乱れ速度スペクトルの測定⁴⁵⁾などが行なわれているが、統一的な結論を下すまでには至っておらず、今後の研究成果が期待される。

(2) 河床波の波長、波高の分布と平均値

河床波は一般に不規則であって波長・波高を定義することは容易ではないが、河床形状と粗度係数との対応などを見るためには、形状を何らかの形で定量的に評価することが必要となる。このためには、平均波長・平均波高あるいはそれらの分布などの諸量が普通用いられるが、河床波系列の分散も有力な指標となる。

砂漣、砂堆の領域について、水深 H と平均波長 λ との比 H/λ と砂粒レイノルズ数 u_*d_{50}/v との関係は図-1.9 のとおりである。

$u_*d_{50}/v \approx 20$ を境にして、 H/λ の特性は顕著に相違し、

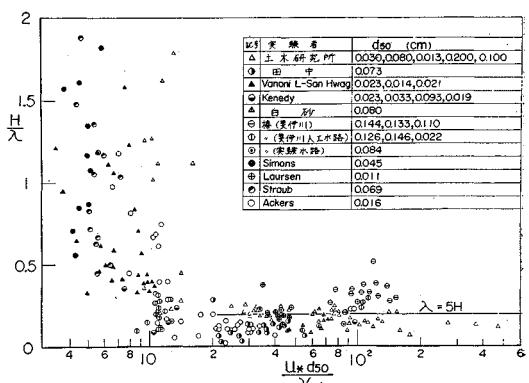


図-1.9 砂漣、砂堆に関する $\frac{H}{\lambda}$ と $\frac{u_*d_{50}}{v}$ の関係

平均波長、平均波高をさらに的確に推定しうる関係式を求めなければならない。

次に、波高、波長の分布に関して今までに得られている結果を若干示しておこう。

芦田・田中⁴⁷⁾は、波長、波高の分布を調べ、それぞれ図-1.14 および図-1.15 のように Rayleigh 分布にかなりよく適合することを示した。すなわち、平均波長 $\bar{\lambda}$ 、平均波高 \bar{A} で無次元化された波長 $l (= \lambda / \bar{\lambda})$ および波高 $\eta (= A / \bar{A})$ の確率密度分布 $P(l)$ 、 $P(\eta)$ は次式の Rayleigh 分布に従う。

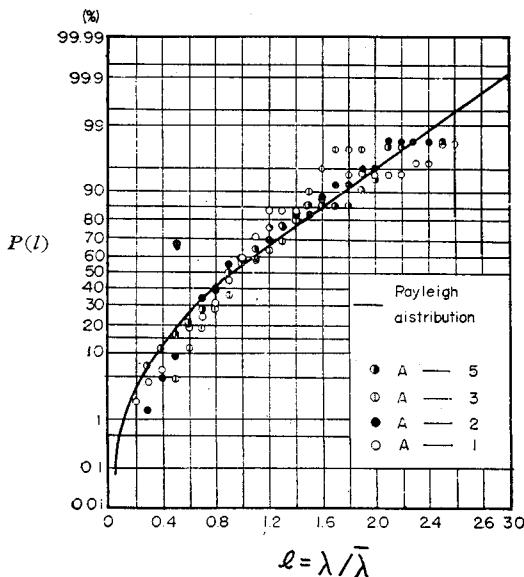


図-1.14 河床波の波長分布（芦田・田中）

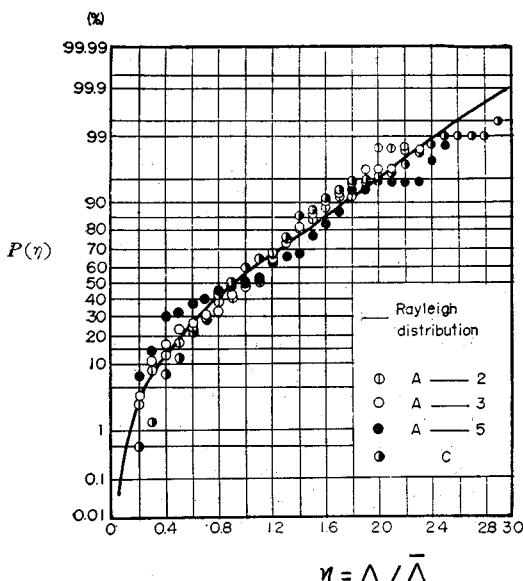


図-1.15 河床波の波高分布（芦田・田中）

$$P(l) = \frac{\pi}{2} \cdot l \exp\left(-\frac{\pi}{4} l^2\right) \dots \dots \dots (1.33)$$

$$P(\eta) = \frac{\pi}{2} \cdot \eta \exp\left(-\frac{\pi}{4} \eta^2\right) \dots \dots \dots (1.34)$$

式 (1.34) を用いて、頻度 m よりも大きい波高の平均値は、

$$\eta_m = \int_m^\infty \eta P(\eta) d\eta / \int_m^\infty P(\eta) d\eta \dots \dots \dots (1.35)$$

で与えられる。 $m = \frac{1}{3}$ とすると式 (1.35) から

$$A_{1/3} = 1.597 \bar{A} \dots \dots \dots (1.36)$$

の関係が得られる。 $A_{1/3}$ と σ との間には

$$A_{1/3} = 3\sigma \dots \dots \dots (1.37)$$

の関係があるので

$$\bar{A} = 1.88\sigma \dots \dots \dots (1.38)$$

となる。ここに、 σ は全資料の平均値が 0 となるように変換した場合の標準偏差である。 σ と相当粗度 k_s との間には密接な関係があることが認められているが^{39), 41)}、式 (1.38) の関係より k_s と \bar{A} との間にも同様な関係があることが理解される。

上に示した Rayleigh 分布がさらに広い条件に対して適合するかどうかについては、今後多くの資料によって検討することが必要である。

5. 河床波上の流れの特性

移動河床の抵抗係数や流砂量の問題を取り扱う場合には、河床波上の流れの特性に関する知識が必要である。

Raudkivi^{48), 49)} は人工的に固定した砂漣上で流れの様相、せん断力および圧力分布に関して詳細な測定を行なっている。

その結果、砂漣のクレスト下流に生ずる後流域には間欠的でしかも寿命時間の短い渦が存在し、これらの渦と主流との間には間欠的な交換が生じていること、クレストから波高の約 6 倍下流が reattachment point になり、この点で粒子の強い動搖が見られること、および底面におけるせん断力は reattachment point から下流に向って境界層の発達とともに増加し、クレスト上では平坦河床のせん断力とほぼ同じ値になることなどを明らかにしている。

図-1.16 は Raudkivi の実験モデルと同じものを用いて Sheen⁵⁰⁾ が測定した砂漣上の乱れの分布を示したものである。乱れ強さおよびレイノルズ応力の最大値は後流域において現われ、reattachment point から下流に行くにしたがって急速に減少する。この結果は Walker⁵¹⁾ によって計測された急拡部（段落部）での乱れの分布と非常によく類似している。

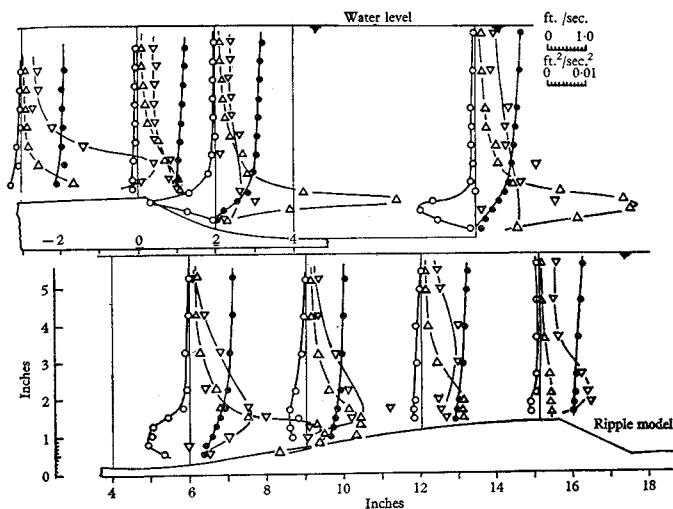


図-1.16 砂渦上の流速分布と乱れ (Raudkivi)

$$\begin{array}{l} (-\bullet-, \bar{u}, -\nabla-, w'^2, \\ (-\triangle-, \bar{u}'^2, -\circ-, u'w') \end{array}$$

以上から、流れの形状抵抗を算定するには、砂渦・砂堆の形状が与えられているときには段落モデルを適用することができると考えられる。しかし、土砂の輸送に関しては砂渦・砂堆の背面に発達する境界層の摩擦抵抗が重要な役割を演ずるので、これについては今後十分検討することが必要である。さらに、河床波の発生・発達過程と流れとの相互関連を明らかにしていく立場から、河床波上の流れについての詳細な検討が必要である。

6. 実際河川における河床形状の解析

実際河川の河床形状は、上述の諸特性に加え、水理条件の時間的変化、地形・地質・植生および砂れきの特性の場所的な分布、河道に加えられた人工的条件など多くの外的条件の影響を受けて非常に複雑かつ不規則である。

かつ、砂州のような中規模河床形態と河道の平面形態とは密接な関係を持っている。このような複雑で不規則な河床および河道の形態を定量的に解析するには、スペクトル解析をはじめ種々の統計的な手法が有力であり、最近においてこのような研究^{52)~58)}が行なわれるようになってきた。ここでは、これらの結果についての説明は省略するが、それぞれの文献を参考にされたい。実際河川の解析においては、資料数を十分に取ろうとするとその間に河道の条件が変化して定常性が保たれなくなり、それをさけようとすると資料数が制限されるという困難がある。この点に関しては、解析の目的との関連のもとに、慎重な配慮が必要である。

また、河床形状と水理量の関係を解析する場合には、

その河床形状がどの水理量に対応して形成されたかについて十分検討することが必要である。

7. 本章の結論

この報告は、研究小委員会の河床形態研究部会が移動河床の河床形態に関する深い理解を進めることを目標として行なってきた研究の成果を要約したものである。

まず、物理的な考察に基づいて河床形態を分類し、それについての定義と説明を与えた。ついで、河床形態の発生、発達の機構に関して、従来の研究成果を総括的に述べ、相互の関連を考察し今後の研究方向を示唆した。また、河床形態の領域区分に関して、従来の実験的事実の説明を試み、従来の区分法の論評を行なった。

一方、河床波のスペクトル特性に基づいて河床波の構造を考察するとともに、河床波の波長、波高と水理量との関係を明らかにした。また、河床波上の流れの特性について述べ、最後に、実際河川の河床形態を考察する場合におけるいくつかの注意事項に言及した。

参考文献

- 1) Task Force on Bed Forms in Alluvial Channels of the Committee on Sedimentation : Nomenclature for bed forms in alluvial channels, Proc. ASCE, HY 3, May, 1966.
- 2) Yokoshi, S. : The structure of river turbulence, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute of Kyoto University, Vol. 17, part 2, 1967.
- 3) Yalin, M.S. : Geometrical properties of sand waves, Proc. ASCE, HY 5, Sept. 1964.
- 4) Anderson, A.G. : The characteristics of sediment waves formed by flow in open channels, Proc. 3rd Midwestern Conf. on fluid mechanics, University of Minnesota, Minneapolis, Minn. 1953.
- 5) 松梨順三郎：開水路における移動床の不安定性について—微小振動法による理論的解析一、土木学会論文集、第61号、1959。
- 6) 松梨順三郎：そ上する砂堆の発生機構について(第2報)、土木学会第20回年次学術講演会、1965。
- 7) Kennedy, J.F. : The mechanics of dunes and antidunes in erodible bed channels, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 16, part 4, 1963.
- 8) Kennedy, J.F. : The formation of sediment ripples, dunes, and antidunes, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 1, 1969.
- 9) Reynolds, A.J. : Waves on the erodible bed of an open channel, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 22, part 1, 1965.
- 10) 植東一郎・斎藤隆：流れによる Sand wave の発生限界、九大工学集報、第40巻、第5号、1967年11月
- 11) Hansen, E. : On the formation of meanders as a

- stability problem, Basic Research Progress Report No. 13 Hydraulik Laboratory, Technical University of Denmark, 1967.
- 12) Gradowczyk, M.H. : Wave propagation and boundary instability in erodible bed channels, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 33, part 1, 1968.
 - 13) Callander, R. A. : Instability and river channels, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 36, part 3, 1969.
 - 14) Hayashi, T. : Formation of dunes and antidunes in open channels, Proc. ASCE, HY 2, Feb., 1970.
 - 15) Sukegawa, N. : On the formation of alternate bars in straight alluvial channels, Trans. JSCE, Vol. 2, part 2, 1970.
 - 16) Engelund, F. : Instability of erodible beds, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 42, part 2, 1970.
 - 17) 植東一郎・渡辺訓甫・定村寛文：砂れき堆の形成について、第 26 回土木学会年次学術講演会講演概要集、1971。
 - 18) 白砂孝夫：各種 Sand Waves の発生領域に関する研究、電力中央研究所技術第二研究所報告、No. 70013, 1971.
 - 19) Velicanov, M.A. : Formation of sand ripples on the stream bottom, Commission de Pontamologie, Sec. 3, Rapport 13, International Association of Scientific Hydrology, 1936.
 - 20) Raudkivi, A.J. : Study of sediment ripples formation, Proc. ASCE, HY 6, June, 1963.
 - 21) Williams, P.B. and P.H. Kemp : Initiation of ripples on flat sediment beds, Proc. ASCE, HY 4, April, 1971.
 - 22) Yalin, M.S. : On the formation of dunes and meanders, Proc. 14th, IAHR, Vol. 3, Sept., 1971, Paris.
 - 23) 坂本龍雄・三王英寿：Sand Waves の形成過程について、第 16 回水理講演会講演集、1972. 2.
 - 24) 白砂孝夫：河床波の発生について、第 16 回水理講演会講演集、1972. 2.
 - 25) Gilbert, G.K. : The transportation of debris by running water, U.S. Geological Survey Professional paper 86, 1914.
 - 26) Simons, D.B. and E.V. Richardson : Forms of bed roughness in alluvial channels, Proc. ASCE, HY 3, May, 1961.
 - 27) Guy, H.P., D.B. Simons and E.V. Richardson : Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956-61, U.S. Geological Survey Professional Paper 462-I, 1966.
 - 28) Garde, R.J. and L. Albertson : Sand waves and regimes of flow in alluvial channels, Proc. IAHR, Montreal, Vol. 4, 1959.
 - 29) 植東一郎・斎藤隆：前出論文 10)
 - 30) Garde, R.J. and R. Raju : Regime criteria for alluvial steams, Proc. ASCE, HY 6, 1963.
 - 31) 杉尾捨三郎：移動床をもつ流れの水路床形態の区分について、土木学会論文集、第 71 号、1960.
 - 32) 杉尾捨三郎：河川の平均流速公式と河床面形態との関連について、土木学会論文集、第 171 号、1969.
 - 33) Znamenskaya, H.S. : Calculation of dimensions and speed of shifting of channel formation, Soviet Hydrology Selected Papers, No. 3, 1963.
 - 34) 芦田和男・道上正規：移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究、土木学会論文報告集、第 206 号、1972.
 - 35) 木下良作：石狩川河道変遷調査—参考編一、科学技術庁資源局資料、第 36 号、1961.
 - 36) 鮎川 登：直線河道における蛇行現象に関する水理学的研究、科学技術庁資源調査所資料、1971.
 - 37) 木下良作：河床における砂れき堆の形成について—蛇行の実態の一観察一、土木学会論文集、第 42 号、1957.
 - 38) 鮎川 登：実験水路における交互砂洲(砂れき堆)の形成条件、土木学会論文報告集、第 207 号、1972.
 - 39) 芦田和男・田中祐一郎：砂渾に関する実験的研究(3)、京都大学防災研究所年報 10 号 B, 1967.
 - 40) 芦田和男・奈良井修二：河床形態の変動特性に関する研究、京都大学防災研究所年報 12 号 B, 1969.
 - 41) Nordin, C.F. and J.H. Alger : Spectral analysis of sand waves, Proc. ASCE, HY 5, 1966.
 - 42) Hino, M. : Equilibrium-range spectra of sand waves formed by flowing water, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 34, 1968.
 - 43) 福岡捷二：砂渾の発生、発達とそのスペクトル、東京工業大学土木工学科研究報告、No. 4, 1968.
 - 44) Ashida, K. and S. Narai : The structure of movable bed configuration, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Vol. 19, August, 1969.
 - 45) 白砂孝夫：各種 Sand waves の発生領域に関する研究、電力中央研究所技術第二研究所報告、No. 70013, 1971.
 - 46) Yalin, M.S. : 前出論文 3).
 - 47) 芦田和男・田中祐一郎：前出論文 39).
 - 48) Raudkivi, A.J. : Bed forms in alluvial channels, Jour. Fluid Mechanics, Vol. 26, part 3, 1966.
 - 49) Raudkivi : 前出論文 19).
 - 50) Raudkivi, A.J. : Loose boundary hydraulics, Pergamon Press, 1967, pp. 201~208.
 - 51) Raudkivi : 前出論文 48).
 - 52) Toebees, G.H. and T.P. Chang : Plan form analysis of meandering rivers, Proc. of 12th. IAHR, Colorado, Vol. 1, 1967.
 - 53) Speight, J.G. : Meander spectra of the Angabunga river, Journal of Hydrology, Vol. 3, No. 1965.
 - 54) Miloradov, M. : Stochastic analysis of the auto-formation of a channel cut in incoherent alluvium, Proc. of 12th. IAHR, Colorado, Vol. 2, 1967.
 - 55) O'Loughlin, E.M. and D. Squarer : Areal variations of bed form characteristics in meandering streams, Proc. of 12th. IAHR, Colorado, Vol. 2, 1967.
 - 56) 芦田和男：富士川の河床変動に関する研究、京都大学防災研究所年報、11 号 B, 1968.
 - 57) 植東一郎・吉岡邦明・和佐野貞利：河川平面形態の河床形態との関連性について、九州地区における豪雨災害の総合的研究、1969.
 - 58) 山岡勲・長谷川和義：石狩川の河道維持に関する研究(2) 蛇行の変遷調査、1971.

約し、将来の指針とした。

第2章 移動床流れにおける粗度

1. 序論

(1) 問題の範囲と研究の方法

移動床の流れは、流れと流路境界の間の相互作用が流路の幾何学的な形状を創り、流れに対する流路の抵抗を規定するという特色をもっている。しかも流路の幾何学的特性には、水理効果の異なる2種類のものがある：一つは直線流路、蛇行流路、網状流路など流路の平面的な形状で、砂州の存在と密接な関連を持っている。前章で述べたように、砂州をこの小委員会では中規模河床形態と名付け、他の河床形態と区分している。流路の平面形状は確かに流路抵抗を考える上で重要な要素である。しかし現在の知識の段階は、各種の流路形態の発生機構および統計的な特性の解明にいとぐちがつけられたところで、流体抵抗によれば諸効果をただちに定量的に評価することは困難である。他の一つは、この小委員会が小規模河床形態と呼ぶことにした水路床の起伏で、砂漣、砂堆、遷移、平坦および反砂堆の各河床に区分される。

粗度部会では最終的な目標を「沖積地河川における水深-流速関係の予測」に置いた。具体的には、水深、勾配および河床材料を与えて流速を予測する方法、いいかえると流体抵抗の予測法を示すことおよびその方法に含まれる未解決な問題点を指摘して将来への展望を明らかにすることを試みた。この目標に達するための基礎的な研究として、本報告では、小規模河床形態に属する各種の河床波 (sand waves) と河床抵抗との関係および河床波を伴う流れの水理特性について考察した。すなわち移動床上の定常二次元流にあらわれる水理現象を解明し、その上に他の要素を加えてより複雑な実際河川の問題に近づくという方針をとった。

問題への接近方法を選択するため、抵抗予測問題のシステム構造を考察し、予測に必要な独立変量 (システムへの入力) の数を明らかにするとともに、予測値 (システムからの出力) の性格を吟味した。その結果に基づいて、これまでに発表された諸方法を検討し、一つの新しい予測法を提示、紹介した。ついで、抵抗予測法の実際河川への適用例を示し、この方法の適合性を調べた。また適用例を通じて見出された検討事項および中規模河床形態に関する問題など、今後さらに研究すべきいくつかの課題を明らかにし、それぞれについて研究の現況を要

(2) 流れの多価性

移動床流れにおける流体抵抗は、同一の流路であっても河床形態によって大幅に変化するので、ある水深一勾配の組合せの下で幾種類もの流量があらわれる。この事実を実験的に証明し、抵抗予測の観点から河床形態と流体抵抗の関係を最初に論じたのが Vanoni & Brooks (1957)¹⁾ である。図-2.1 に彼らの実験結果を引用する。この実験は、一つの移動床水路 (平均粒径 0.152 mm の砂河床) において種々の流量に対し一定水深 (平均水深 0.241 ft) を与える勾配を求めており、図によれば、水深と勾配が与えられても流速は一義的にはきまらないで、3 つの値が生じることがわかる。

日本においても同様の実験結果が Vanoni & Brooks の報告の 13 年前に安芸 (1944)²⁾ によって発表されている。安芸は、3 種類の河床材料を用い、移動床の直線水路において水深一流速の関係を測定し、河床形態による抵抗変化を指摘している。図-2.2 はその一例で、平均粒径 0.70 mm (B 砂)、勾配 1/800 の流れにおける径深一流速および径深一流速係数の曲線を示す。図-2.2 においても径深が 10 cm を越え、河床形態が遷移河床から平坦河床に移行する場合には流速の多価性がみられる。

移動床流れに対する抵抗予測の研究において、流れの多価性は重要な問題で、二つの側面について考察が必要である。一つは流れに多価性があらわれる水理条件の解

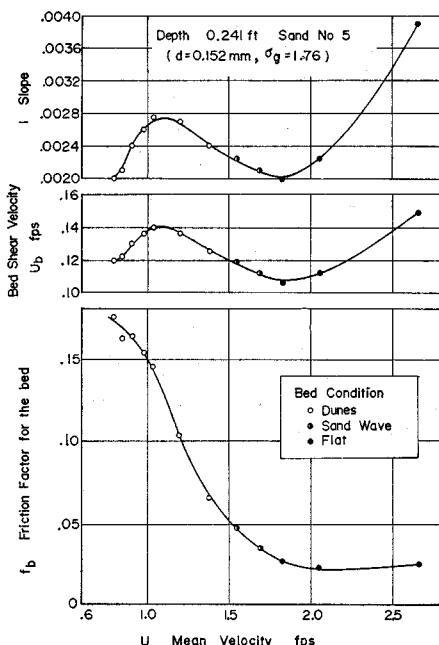


図-2.1 流れの多価性 (Vanoni & Brooks の実験)

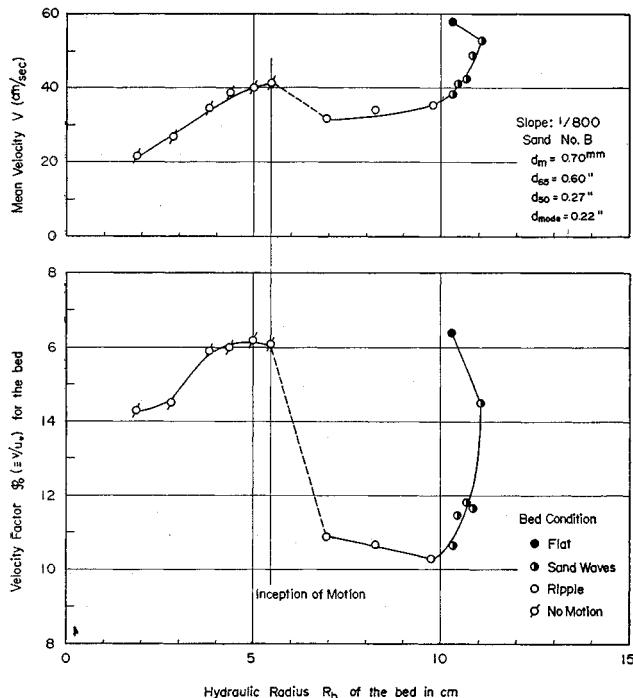


図-2.2 流れの多価性（安芸の実験）

明である。他の一つは抵抗予測における独立変量（指定される量）と従属変量（予測される量）の組合せとそれぞれの変量の数の問題である。図-2.1 に示された Vanoni & Brooks の実験、図-2.2 に示された安芸の実験によれば、河床材料が与えられたものとして、勾配、径深を独立変量にとり流速または摩擦係数（あるいは流速係数）を従属変量にとれば多価関係になり、ある水理条件の下では予測値は一義的に決まらない。これに対し、流速、径深を独立変量にとり勾配または摩擦係数を従属変量にとれば単価関係になり予測値は一義的に決まる。Kennedy & Brooks (1963)³⁾ は変量の組合せによる関数の多価性を考察し、勾配を独立変量とする抵抗予測では、多価関係があらわれることを指摘している。

2. 流体抵抗におよぼす流砂の効果および抵抗予測システムの構造

(1) Kennedy & Brooks の研究

移動床流れにおける抵抗予測について、Kennedy & Brooks (1963)³⁾ は与えられた問題の構造を解析し、指定すべき独立変量の数を考察している。しかし、変量相互間に存在する関係を明確に定式化しなかったため、前述の多価関係の出現に対し掘り下げた説明は与えられなかった。

(2) 吉川・福岡の研究

吉川・福岡 (1971)⁴⁾ は流体抵抗におよぼす流砂の効果を考慮して、抵抗予測システムの構造を明らかにした。

河床波を伴う流れにおいても流速分布の対数則が成立すると仮定し⁵⁾、水理的に粗な流れに対し式 (2.1) を適用する。

$$\varphi_0 = \frac{v}{u_*} = 8.5 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \log_e \frac{R}{k_s} \quad \dots \dots \dots (2.1)$$

ここに、 φ_0 ：流速係数、 v ：平均流速、 u_* ：摩擦速度、 κ ：カルマン定数、 R ：径深、 k_s ：等価砂粗度。

流砂濃度によるカルマン定数 κ の変化は志村 (1957)⁶⁾ によれば式 (2.2) で与えられる。

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_0} + \frac{4.8 \bar{c} w_0 s g (H - \delta)}{u_*^3 \left(\log_e \frac{H}{\delta} - 1 \right)} \quad \dots \dots \dots (2.2)$$

ここに、 κ_0 ：清水流の場合の $\kappa (= 0.4)$ 、 H ：水深、 \bar{c} ：流砂の断面平均濃度（容積比）、 w_0 ：流砂の沈降速度、 δ ：粘性底層の厚さ ($= 11.6 v/u_*$)、 v ：動粘性係数、 $s = (\rho_s - \rho_0)/\rho_0$ 、 ρ_s ：流砂の密度、 ρ_0 ：流体密度。

式(2.2)によれば、流砂を伴う流れにおける κ は u_* 、 H の他に \bar{c} 、 w_0 および δ に依存している。ここで移動床流れに対する河床抵抗に関する諸要素の間の相互関係式をまとめると次のようになる：

(1) 対数流速式

$$\frac{v}{u_*} = 8.5 - \frac{1}{\kappa} + \frac{1}{\kappa} \log_e \frac{R}{k_s}$$

(2) 水深-径深の関係

$$R = f(H)$$

(3) 摩擦速度

$$u_* = \sqrt{gRI}, I: \text{勾配}$$

(4) 流量

$$q = Hv, q: \text{単位幅当たり流量}$$

(5) カルマン定数

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\kappa_0} + \frac{4.8 \bar{c} w_0 s g (H - \delta)}{u_*^3 \left(\log_e \frac{H}{\delta} - 1 \right)}$$

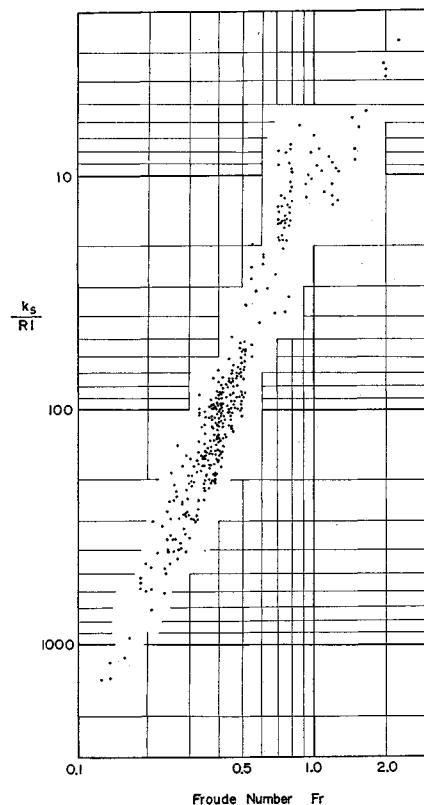
(6) 粘性底層の厚さ

$$\delta = 11.6 v/u_*$$

(7) 流砂の沈降速度

$$w_0 = (sg/18)^{2/3} \nu^{-1/3} d \dots \text{Allen の式}, \text{微細砂には Stokes の式を用いる。ただし, } d: \text{粒径.}$$

吉川・福岡はさらに k_s/RI とフルード数 F_r の関係を調べ図-2.3を得た。また、図において $0.7 < F_r <$

図-2.3 k_s/RI と F_r との関係(吉川・福岡)

1.3 の範囲を除いて、実験値の平均線として式 (2.3) を与えた。

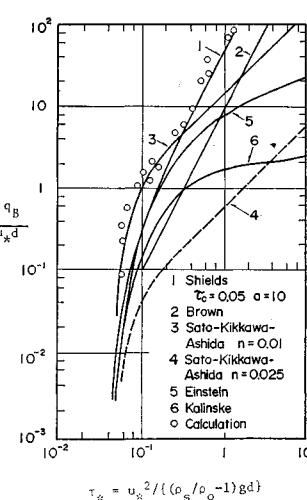
(8) k_s の近似式

$$k_s/RI = 1.8 F_r^{-2.25} \quad \dots \dots \dots \quad (2.3)$$

(9) F_r の定義

$$F_r = v / \sqrt{g R}$$

ここにあげた (1)～(9) の関係式に含まれる変量は $v, u_*, \kappa, R, H, k_s, I, q, \bar{c}, w_0, \delta, d$ および F_r の 13 個である (v よび sg の値は指定されているとする)。したがって変量として 4 量を与えるべき (後に 2. (3) において図-2.4 の意義について述べているように、流砂量の関係として 4 量の間には一つの条件が加わるから、4 量は実は独立ではないが)、残りの 9 量は上述の関係式から決定できる。たとえば、 q, H, I および d が与えられると、流砂の平均濃度 \bar{c} が計算でき、したがって流砂量 q_B が求められる。吉川・福岡は図-2.3 に用いた実験資料から \bar{c} を計算した。すなわち近似式 (2.3) によって k_s を定め、その値を用いて \bar{c} を計算した。浮遊、掃流をあわせた全流砂量 q_B (容積流砂量) と無次元の河床せん断力 τ_* との関係を図-2.4 に示した。ただし $\tau_* = u_*^2 / sgd = RI/sd$ である。図中の○印で示した計算値は多くの値の平均値をあらわしている。

図-2.4 q_B/u_*d と τ_* との関係
(吉川・福岡)

変量間の相互関係式として (1)～(9) を考えると、移動床流れの一つの状態をきめるためには、変量として 4 量を与えることが必要である。もし 3 变量によって流れの状態を予測しようとするば、図-2.4 に示したような流砂量の関係を変量間の相互関係式として与えなければならぬ。

吉川・福岡の研究は抵抗予測システムの構造解析と解釈できるが、彼らの解析過程を調べると、流れの多価性は 2 要因に關係していることがわかる。すなわち河床形態の効果をあらわす k_s とカルマン定数 κ の性質である。図-2.3 において、 k_s は κ の変化を考慮して計算されているから河床波の効果だけをあらわすと考えられる。図において $0.7 < F_r < 1.0$ の範囲では k_s/RI は F_r に独立に変化する性質を示し、これは明らかに抵抗の多価性を物語っている。また k_s/RI の値は F_r の全域にわたってある幅をもって散らばっている。この散らばりの一部は、後に 3. (3) a) で考察している河床形態の領域区分を参照すれば、遷移および平坦河床における抵抗の多価性に起因するものと考えられる。さらに式 (2.1) にみられるように、流速係数 φ_0 (すなわち抵抗係数) は κ にも依存している。したがって κ の変化によっても抵抗の多価性があらわれる可能性がある。この場合には河床材料の粒径分布が抵抗の多価性に影響していくであろう。

(3) 従来の抵抗予測法に対する批判

移動床流れにおける水深一流速関係を予測する試みは種々の接続方法を通じて行なわれて來た。詳細な解説と紹介がアメリカ土木学会の流砂委員会 (Committee on Sedimentation) (1971)⁷⁾ および杉尾 (1971)⁸⁾ によって与えられている。本報告ではすべての試みの紹介は繰返さない。前節に述べた議論に基づいて、従来の接続方法に抵抗予測システムの観点から批判を行なう。

独立变量として 3 变量を指定する抵抗予測法が多くて研究者によって発表されている。たとえば Strickler (1923)⁹⁾ による抵抗予測式 (2.4) はこの接続方法によ

る古典的な試みの一つである。

$$n=0.016 d^{1/6} \quad \dots \quad (2.4)$$

ただし、 n : Manning の粗度係数 (m-sec 単位)

d : 河床材料の粒径 (mm 単位)

この接近方法は、河床材料と流路勾配を与えて水深一流速関係を予測したいという実用上の要求に対する最も直接的な途である。この方法の物理的な背景は次のように説明される。前に述べたように、河床波を伴う流れにおいても、水理的に粗な流れに対しては、式 (2.1) が適用できる。式 (2.1) は 5 水理量 $[v, u_*, \kappa, R, k_s]$ または $[v, \kappa, k_s, R, I]$ に関する一つの方程式である。カルマン定数 κ は流砂濃度によって変化することが知られているが、 κ と k_s には相互関係があり、 κ の変化は k_s の変化であらわされると仮定する。 k_s は河床砂の特性に依存するであろうから、河床波を伴う流れに関係する変量は少なくも $[v, R, I, k_s, d]$ の 5 量である。したがってもしこれら 5 量の間に一つの実験的な関係が見出されるならば、3 変量たとえば径深、勾配および河床砂の特性 (粒径、比重など) を知って流速を求めることが原理的に可能になる。この考えに沿ういくつかの実験式の例をあげると次のようである：

$$\left. \begin{aligned} & k_s/d - \tau_* \text{ の関係} \dots \text{樺・古屋 (1951)¹⁰⁾³⁾} \\ & \varphi_0 - \tau_* \text{ の関係} \dots \text{芦田 (1959)¹¹⁾} \\ & k_s/RI + \tau_*, F_r \text{ の関係} \dots \text{岸 (1971)¹²⁾} \\ & \qquad \qquad \qquad \dots \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

これまでの議論で指摘したように、この接近方法では少なくも抵抗の多価性および抵抗におよぼす流砂の効果に対する考慮が不十分である（後に 3. (1) の終りにこの点についてさらに触れている）。事実、須賀 (1965)¹³⁾、山口・松田 (1964)¹⁴⁾ の報告および粗度部会の中間報告 (1972)¹⁵⁾によれば、前述の実験式はどれも広い適用性を持たなかった。

3 変量で抵抗予測を行なうためには、吉川・福岡の研究で明らかのように、 k_s の実験式（式 2.3）の他に流砂量式を与える必要がある。彼らは流砂量式として図-2.4 を与えた。吉川・福岡の研究は流体抵抗におよぼす流砂の効果を明らかにした点で高く評価できる。しかし、次の 2 点についてさらに検討が必要であろう：第 1 は抵抗の多価性に関するものである。径深、勾配および河床砂の特性を知って流速を予測する場合を考える。図-2.1 および図-2.2 に示したように、ある水理条件の下では流速に多価性があらわれる。吉川・福岡の方法によれば、図-2.4 に示された流砂量の関係は一価関数であるから、流速の多価性は図-2.3 に示した $k_s/RI \sim F_r$ の関係にあらわれるはずである。事実 図-2.3 において

て $0.7 < F_r < 1.0$ の範囲では k_s/RI の値は F_r に独立に変化する傾向を示し、流速の多価性をあらわしている。また 2. (2) の終りに述べたように、図-2.3 に示されている F_r 数の全域にわたる k_s/RI の値の散らばりの一部は遷移および平坦河床における抵抗の多価性に起因するものと考えられる。後に 3. (3) a) で述べているように、遷移および平坦河床があらわれる条件は F_r の他に τ_* あるいは R/d に依存する。したがって、図-2.3 のように、流速の多価性を F_r 数だけであらわすのは不十分である。第 2 は流砂量が小さく $\kappa \approx \kappa_0 (= 0.4)$ とみなせる場合の性質である。

式 (2.1) は指数式であらわすと式 (2.6) で近似することができる。

$$\varphi_0 = v/u_* = 7.66(R/k_s)^{1/6} \quad \dots \quad (2.6)$$

—Manning-Strickler の式—

式 (2.6) を变形すれば式 (2.7) が得られる。

$$k_s/RI = (7.66^6/\varphi_0^4) F_r^{-2} \quad \dots \quad (2.7)$$

式 (2.7) と式 (2.3) とを比較すれば、式 (2.3) は $\varphi_0 \approx 10$ に相当することがわかる。この値は、 k_s が砂堆波高 A とほぼ等しいと考えると $A/H = 1/5$ に相当し、砂堆河床の平均的な値を与えている¹⁶⁾。しかし抵抗予測の問題では水理量、河床砂特性の変化による φ_0 の変化を求めようとしているから、式 (2.3) では不十分で 図-2.3 における点の散らばりを解析しなければならない。このことから考えると吉川・福岡の方法は、流砂量が多くて、流体抵抗に占める河床波の効果にくらべカルマン定数 κ の減少効果が無視できない場合に適するものであろう。

杉尾 (1969)¹⁷⁾ はレジム理論の立場から、沖積地河川に対する平均流速式として式 (2.8) を提案した。

$$v = KR^{0.54}I^{0.27} \quad \dots \quad (2.8.1)$$

K は流速係数で、 v を cm/sec, R を cm 単位であらわすときは K は次の値をとる：

$$\left. \begin{aligned} K &= 54 \dots \text{第 1 群, 砂漣河床} \\ &= 80 \dots \text{第 2 群, 砂堆河床} \\ &= 110 \dots \text{第 3 群, 遷移および平坦河床} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (2.8.2)$$

杉尾自身が指摘しているように式 (2.7) は経験的に求められたものであり、 $v \propto (R^2 I)^{0.27}$ という関係がすべての河床形態について成り立つという主張は水理学的にさらに検討する必要がある。しかし流速係数の値を河床形態によって分類する試みは注目に値する。杉尾・佐々木・岡部 (1972)¹⁸⁾ はさらに河床形態の変化に伴う流速の多価性についても考察している。現象の複雑さのため彼らの試みは完全には成功していないが、沖積地河川における抵抗特性の解明に対し一つの新しい観点を与えたものである。

3. 河床形態と流体抵抗との関係

(1) 現象論的考察

移動床流れの抵抗則は河床形態によって異なる特性を示すと考えられる。このことについて現象論的な観点から若干の考察を述べる。前章において述べられているように、砂漣と砂堆の波高、波長は水理的に異なる挙動を示す。砂漣の波高、波長は河床砂の粒径と相関をもち、水深とは相関がないに対し、砂堆の特性は水深と相関をもつが、粒径とは無相関である。また Kennedy (1963)¹⁹⁾、林 (1970)²⁰⁾、白砂 (1971)²¹⁾ による河床波の発生理論によれば、反砂堆河床における波数の存在範囲が比較的狭いに対し、砂堆河床における波数の存在範囲は非常に広い。波長特性の違いは抵抗特性に反映するであろう。さらに、平坦河床あるいは反砂堆河床における抵抗を考える場合には、単に幾何学的な形状ばかりでなく、流砂濃度による抵抗減少効果を無視することは不合理であろう。上述の諸現象を考慮すれば、移動床流れの水理関係を解析する上で河床形態による実測データの分類は不可欠のことと思われる。**2.(3)** の式 (2.5) にはこれまでに発表された抵抗実験式の例をあげ、これらの諸式はどれも適用範囲が広くないことを指摘した。その理由の一つは河床形態に対する配慮が欠けていたためであろう。

(2) Engelund の研究

Engelund (1967)²²⁾ は移動床流れの抵抗解析に抵抗の相似仮設と河床形態の概念を導入し、独創的な理論を提案した。彼は、同一の河床形態をもつ流れにおいては粒子せん断力（有効せん断力） τ_*' は河床せん断力 τ_* のみ

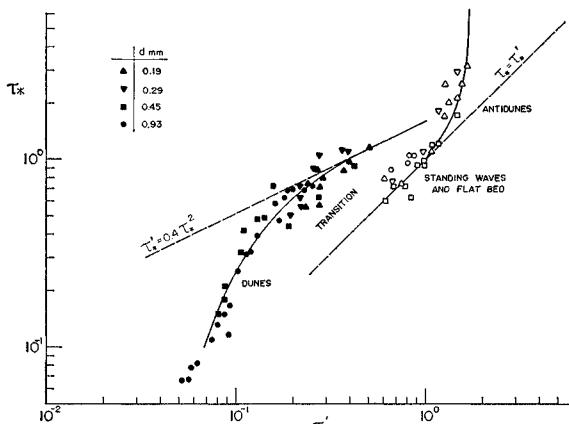


図-2.5 河床せん断力 τ_* と粒子せん断力 τ_*' との関係 (Engelund)

の関数になり、式 (2.9) が成立すると主張している。

$$\tau_* = f(\tau_*') \quad \dots \dots \dots \quad (2.9)$$

ただし、 τ_* ：無次元化された河床せん断力、で

$$\tau_* = RI/sd$$

粒子せん断力 τ_*' は Einstein-Barbarossa (1952)²³⁾ の式に小修正を加えた式 (2.10) および (2.11) で定義されている。

$$\tau_*' = RI'/sd = R'I/sd \quad \dots \dots \dots \quad (2.10)$$

$$v = \sqrt{gR'I[6.0 + 5.75 \log_{10}(R'/2d)]} \quad \dots \dots \dots \quad (2.11)$$

彼は Guy, Simons および Richardson (1966)²⁴⁾ による水路実験の資料を用いて式 (2.9) の曲線を求めた。結果を 図-2.5 に示す。彼は 図-2.5 を用いて Rio Grande および Pigion Roost Creek の水深一流速曲線の予測に成功している。

(3) 岸・黒木による Engelund 理論の修正

岸・黒木 (1972)²⁵⁾ は Engelund が用いた資料のほかに Gilbert (1914)²⁶⁾ および佐藤・吉川・芦田 (1959)²⁷⁾ の水路実験資料を加えて式 (2.9) の成立を調べた。その結果 Engelund の理論に大幅な修正が加えられた。最も重要な修正は式 (2.9) の代りに式 (2.12) を提案したことである。

$$\tau_* = f(\tau_*', R/d) \quad \dots \dots \dots \quad (2.12)$$

彼らの結論によれば Engelund による抵抗の相似仮設は特殊な場合を除いては成立しないことがわかる。

a) 河床形態の領域区分

岸・黒木は河床形態の領域区分に対する一般的な関数形として式 (2.13) を示した。

$$f_1(\varphi_0, \tau_*, R/d, \kappa) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (2.13)$$

一方、 φ_0 , R/d , F_r および I の諸量の間には定義により式 (2.14) の関係が恒等的に成り立つ。

$$\varphi_0^2 = F_r^2 / I = \frac{1}{s} \frac{R}{d} \frac{F_r^2}{\tau_*} \quad \dots \dots \dots \quad (2.14)$$

式 (2.14) を参照すれば、次の 4 種の関数は数学的に同等であることがわかる。

$$f_1(\varphi_0, \tau_*, R/d, \kappa) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (2.15.1)$$

$$f_2(\varphi_0, I/s, R/d, \kappa) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (2.15.2)$$

$$f_3(\varphi_0, \tau_*, F_r, \kappa) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (2.15.3)$$

$$f_4(\varphi_0, \tau_*, I/s, \kappa) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (2.15.4)$$

これとは別に、彼らは Garde-Raju (1963)²⁸⁾ の領域区分図に、他の実験資料を加えて検討し、砂堆河床と遷移河床の領域区分を式 (2.16) であらわした。

$$I/s = 0.02(R/d)^{-1/2} \quad \dots \dots \dots \quad (2.16.1)$$

$$\tau_* = 0.02(R/d)^{1/2} \quad \dots \dots \dots \quad (2.16.2)$$

式 (2.15.1) および (2.15.2) と式 (2.16) を比較すると砂堆河床と遷移河床の区分線上では

$$\varphi_0 = \text{const.}, \kappa = \text{const.} \quad \dots \dots \dots \quad (2.17.1), (2.17.2)$$

であると推論される。よく発達した砂堆河床では河床砂の粒径や水理条件に無関係に $\varphi_0 \approx 10$ という経験的事実があり、河床形態部会の中間報告(1972)¹⁶⁾には砂堆波高の特性からその根拠が説明されている。また、椿・渡辺・定村(1971)²⁰⁾は河床の安定理論から Lower Regime の発生条件を求め、遷移河床との境界線の関数形を式(2.15.3')で与えた。

$$f_5(\varphi_0, \tau_*, F_r) = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (2.15.3')$$

さらに水路実験の資料と比較して Lower regime と遷移河床との境界が式(2.15.3')で $\varphi_0 = 8$ と置いた曲線で近似できることを見出した。これらの事実は条件(2.17.1)を支持している。また Lower regime と反砂堆河床の境界では流砂による κ の変化が顕著ではなく、 $\kappa \approx \kappa_0 (= 0.4)$ と近似できるであろう。したがって条件(2.17.2)も満たされている。

反砂堆河床の発生は F_r 数によって規定される。河床形態部会の報告に述べられている林(1970)²¹⁾の理論によれば、 $F_r < 1$ においても反砂堆が発生し得る。しかし $F_r < 1$ の領域では平坦河床も存在できるから、実際にどちらの形態があらわれるかは F_r 数以外の要素によって定まる。岸・黒木は Garde-Albertson(1959)²²⁾の図($\tau_* \sim F_r$ 関係)によって領域区分を調べ 図-2.6 を得た。反砂堆河床の境界線上では F_r は明らかに τ_* よりて変化する。彼らは境界線の実験式として式(2.18.1)を与えた。

$$\tau_* F_r^3 = 0.9 \dots \dots \dots \quad (2.18.1)$$

参考までに式(2.16)を $\tau_* \sim F_r$ の関係に直すと式(2.18.2)が得られることを付言しておく。

$$\tau_* F_r^2 = 0.052 \dots \dots \dots \quad (2.18.2)$$

また彼らは、Garde-Rajuの図($I/s \sim R/d$ 関係)によっ

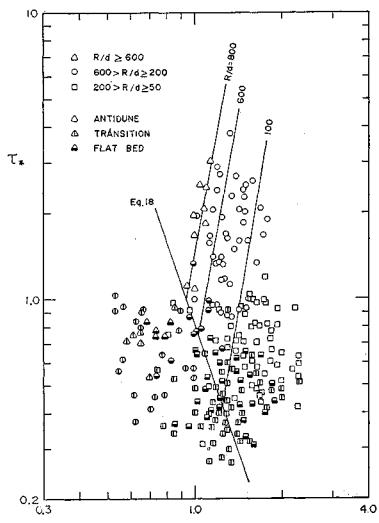


図-2.6 反砂堆河床の存在領域(岸・黒木)

て領域区分を調べ、反砂堆河床の境界線として式(2.19.1)を与えた。

$$I/s = 0.07(R/d)^{-3/5} \dots \dots \dots \quad (2.19.1)$$

$$\tau_* = 0.07(R/d)^{2/5} \dots \dots \dots \quad (2.19.2)$$

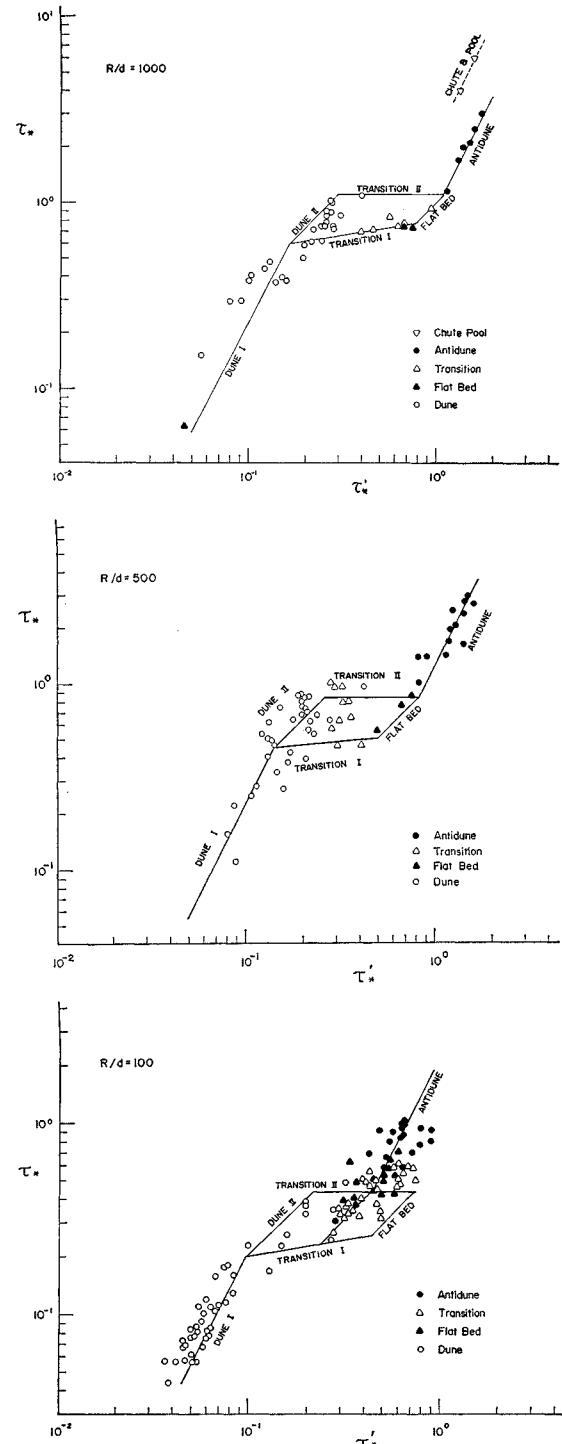


図-2.7 τ_* と τ'_* の関係(岸・黒木)

- b) 河床せん断力 τ_* と粒子せん断力（有効せん断力） τ'_* との関係

Engelund は抵抗の相似仮説から式 (2.9) を導き、図-2.5 に示された $\tau_* \sim \tau'_*$ の関係を普遍的なものと考えた。しかし、3. (3) a) に与えられた河床形態の領域区分式 (式 (2.16) および (2.19)) では、境界線上の τ_* が R/d の関数になっている。したがって、 τ_* と τ'_* との関係は R/d によって異なるであろう。岸・黒木はこの考えに立って式 (2.9) の成立を再検討した。結果を図-2.7 に示す。図-2.7 によれば、 R/d によって実験値は分類され、したがって、式 (2.9) の関係は一般的には成立せず、式 (2.12) を用いるべきことがわかる。さらに、図-2.7 にみられるように、砂堆河床および遷移河床に属する実験値は、抵抗特性によって分類すれば、それぞれ 2 領域に細分すべきことがわかる。図-2.7 には実験値の抵抗特性から見出された 7 種の河床形態すなわち砂堆河床 I および II、遷移河床 I および II、平坦河床、反砂堆河床、シート・プール河床を記入してある。

式 (2.12) の関数形を定める前に τ_* と τ'_* の関係が抵抗則を与えることを示して置く。式 (2.11) を指指数式で近似すれば式 (2.20) が得られる。

$$\frac{v}{u_*} = \varphi_0 = 7.66 \left(\frac{R}{2d} \right)^{1/6} \left(\frac{\tau'_*}{\tau_*} \right)^{2/3} \quad (2.20)$$

式 (2.20) の右辺における $(\tau'_*/\tau_*)^{2/3}$ は河床波による抵抗の増加をあらわしている。

① 砂堆河床 I : 図-2.7 で τ_* と τ'_* の関係を定式化すると式 (2.21) が得られる。

$$\tau'_* = 0.21 \tau_*^{1/2} \quad (2.21)$$

岸・黒木は抵抗の相似仮説によらないで現象論的に式 (2.21) を導いている。すなわち、3. (3) a) で指摘したように、式 (2.16) で与えられる区分線上で φ_0 は R/d および τ_* に無関係に $\varphi_0 = 8 \sim 10$ の一定値をとる。式 (2.16) を式 (2.19) に代入し、 $\varphi_0 = \text{const.}$ となることから $\tau'_* \propto \tau_*^{1/2}$ が得られる。また砂堆河床 I の線と平坦河床線との交点は、平坦河床における河床砂の移動限界せん断力 τ_{*c} をとする。式 (2.21) によれば次の値が得られる：

$$\begin{aligned} \text{領域区分線 (式 (2.16)) の上で } \varphi_0 &= 8.9 \\ &\dots \end{aligned} \quad (2.22.1)$$

$$\text{河床砂の移動限界 } \tau_{*c} = 0.044 \quad (2.22.2)$$

これらの値は式 (2.21) の妥当性を支持している。また式 (2.21) は R/d を含んでいないから、この領域では抵抗の相似性が成立する。

② 砂堆河床 II : 河床波が最も安定に保たれた状態を示し、 τ_* と τ'_* の関係は式 (2.23) で与えられる。

$$\tau'_* = 1.49 (R/d)^{-1/4} \tau_* \quad (2.23)$$

③ 平坦河床 : 流砂による κ の変化 (抵抗減少効果)

がなければ式 (2.24) が適用できる。

$$\tau'_* = \tau_* \quad (2.24)$$

κ の変化を考慮する場合、岸・黒木は式 (2.11) の代りに近似式 (2.25) を用いた。

$$v/\sqrt{gR'I} = 7.66 (\kappa_0/\kappa)^{1/2} (R'/2d)^{1/6} \quad (2.25)$$

したがって、 $\kappa \neq \kappa_0$ のときは、平坦河床上の τ_* と τ'_* との関係は式 (2.26) になる。

$$\tau'_* = (\kappa_0/\kappa)^{3/4} \tau_* \quad (2.26)$$

④ 反砂堆河床 : 図-2.7 によって τ_* と τ'_* の関係を定式化すれば式 (2.27) が得られる。

$$\tau'_* = 0.264 (R/d)^{1/5} \tau_*^{1/2} \quad (2.27)$$

⑤ 遷移河床 I : 図-2.7 において遷移河床 I の曲線は式 (2.28) であらわされる。

$$\tau'_* = 6.5 \times 10^7 (R/d)^{-5/2} \tau_*^{11/2} \quad (2.28)$$

c) 各河床形態に対する抵抗則

各河床形態に対する抵抗則および領域区分をまとめて示すと次のとおりである：

$$(1) \text{ 砂堆河床 I, } \varphi_0 = \sqrt{8/f} = 2.4 (R/d)^{1/6} \tau_*^{-1/3},$$

f: 抵抗係数カット…(2.29)

$$(2) \text{ 砂堆河床 II, } \varphi_0 = 8.9 \quad (2.30)$$

$$(3) \text{ 遷移河床 I, } \varphi_0 = 1.1 \times 10^6 (R/d)^{-3/2} \tau_*^{3/2} \quad (2.31)$$

$$(4) (1), (2), (3) の間の領域区分, 式 (2.16)$$

$$(5) \text{ 平坦河床, } \varphi_0 = \sqrt{8/f} = 6.9 (\kappa_0/\kappa)^{1/2} (R/d)^{1/6} \quad (2.32)$$

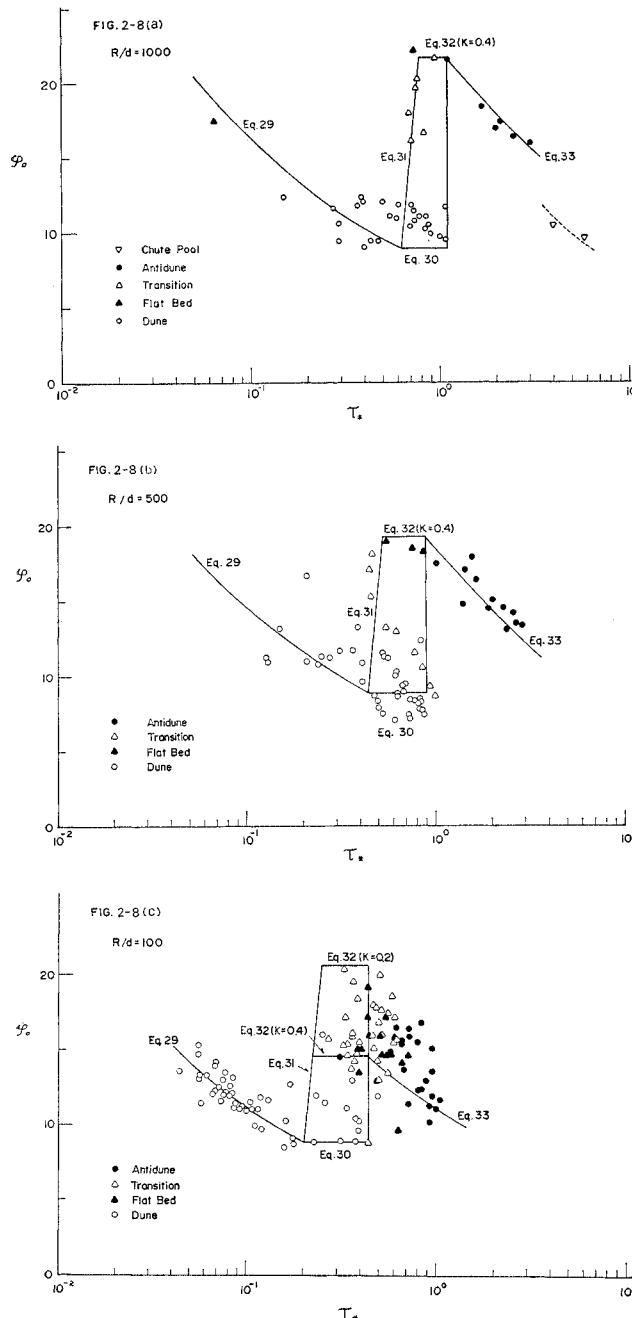
$$(6) \text{ 反砂堆河床, } \varphi_0 = 2.8 (R/d)^{3/10} \tau_*^{-1/3} \quad (2.33)$$

$$(7) (2), (5), (6) の間の領域区分, 式 (2.19)$$

抵抗則が与えられると、式 (2.14) を介して河床形態の領域区分の式を他の形式に変換できる。たとえば反砂堆河床について式 (2.18) と (2.19) の 2 種の領域区分式を示したが、式 (2.33), (2.14) および (2.19) から式 (2.18.1) を導くことができる。

図-2.8 に上述の抵抗式による φ_0 の計算値と実験値とを比較して示した。抵抗式および河床形態の領域区分が実験値の性質をよく説明していることがわかる。ただし平坦河床に対する φ_0 の推定には問題が残っている。岸・黒木は、実験値の性質として次の点を指摘している：式 (2.31) の適用に当り、 $R/d < 500$ のときは $\kappa < \kappa_0$ の値を用いるのが実験値に適合し、 $R/d \geq 500$ では $\kappa = \kappa_0$ が実験値に適合した。しかし、このことに対する物理的な説明を与えることはできなかった。

ここに述べた、岸・黒木の方法においても、流砂濃度によるカルマン定数の変化の効果を完全には評価できない欠点は 2. の議論から予想されたところである。流砂量に関する知識を導入し、さらに解析を進めることができるもの。

図-2.8 流速係数 φ_0 の計算値と実測値との比較（岸・黒木）

4. 沖積地河川における抵抗予測と今後に残された課題

前節までに移動床流れにおける抵抗則および水理現象を述べ、抵抗予測の方法を示した。しかし、解析には測定条件がよく制御された水路実験の資料だけが用いられている。移動床流れの特性をできるだけ明確に把握する

ためである。研究の最終目標に近づくためには、実際河川に対し前述の水理関係がどの程度適合するかを調べることが必要である。予測値と実測値との比較によって、今後さらに研究すべき課題が明らかになるであろう。

(1) 実際河川における水深一流速関係の予測例

a) 河床形態の移行を伴う例—Rio Grande の Bernalillo 地点における水深一流速関係

Nordin (1964)³¹⁾ によって報告された Rio Grande の水深一流速の関係は、河床形態の移行をあらわした実例としてよく知られている。Engelund (1967)²²⁾ の研究がアメリカ土木学会の流砂委員会報告 (1971)¹⁷⁾ の中で注目に値する接近方法として評価されている理由は、彼の方法が初めて Rio Grande の水深一流速関係の説明に成功したことによるであろう。岸・黒木 (1972)³²⁾ は 3. に述べた抵抗予測式を Rio Grande の資料に適用している。図-2.9 にその結果を示す。図-2.9 (a) は $\tau_* - \tau'_*$ 線図の上に実測値を点描したものである。測定点の番号は測定の時間経過の順に付けられている。増水期にあらわれた平坦河床が減水期に入るにつれて遷移河床 I から砂堆河床 II へと移行し、その変化は予測線図によって明快に説明できる。図-2.9 (b) は水深一流速曲線の予測値と実測値との比較である。図には Engelund が与えた予測曲線を破線で示してあるが、特に遷移河床の抵抗について岸・黒木による修正の妥当性が認められる。

しかし、遷移河床はきわめて不安定で、河川の出水時のように水理条件が時間的に変化する場合には、遷移河床を含む河床形態の移行を的確に予測することはむずかしい。現段階は生起した現象の説明が可能になったにすぎない。アメリカ土木学会の流砂委員会報告 (1971)¹⁷⁾ の結論の中にも述べられているように、河床波の発達および崩壊の機構に関し、さらに精細な流体力学的研究が待たれる。

b) 砂堆河床の例 (I)—石狩川の岩見沢大橋、奈井江大橋地点における流速係数と抵抗の履歴効果

山口 (1971)³³⁾ は石狩川の岩見沢大橋および奈井江大橋における流速測定の資料を粗度部会に報告した。両地点の河床砂の粒径は岩見沢大橋で $d_{50} = 1.5 \text{ mm}$ 、奈井江大橋で $d_{50} = 6.7 \text{ mm}$ である。実測資料が属する河床形態を式 (2.16) によって調べたが、全資料とも砂堆河床 I に属するものであった。図-2.10 (a) に $\tau_* - \tau'_*$ の

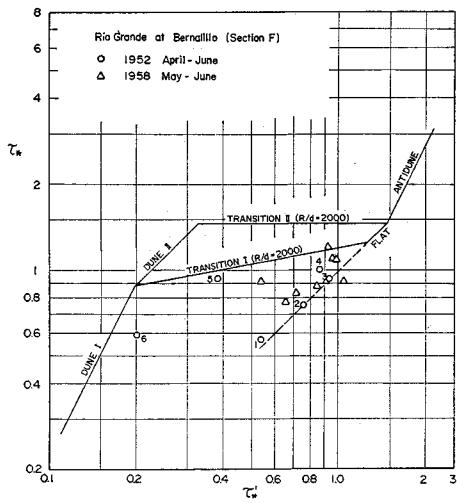


図-2.9 (a) Rio Grande, Bernalillo における τ_* と τ'_* の関係 (岸・黒木)

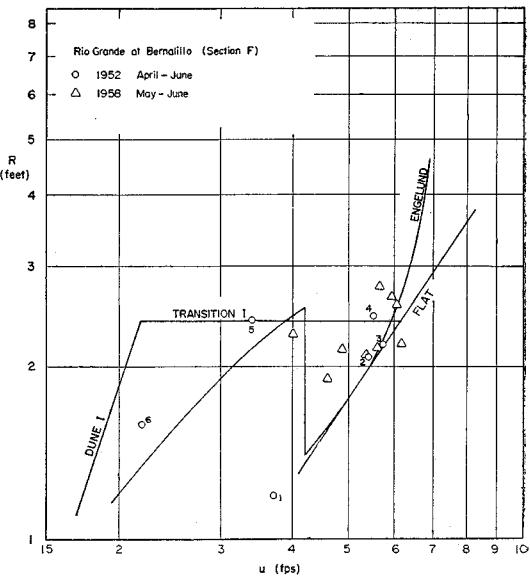


図-2.9 (b) Rio Grande, Bernalillo における水深—流速関係 (岸・黒木)

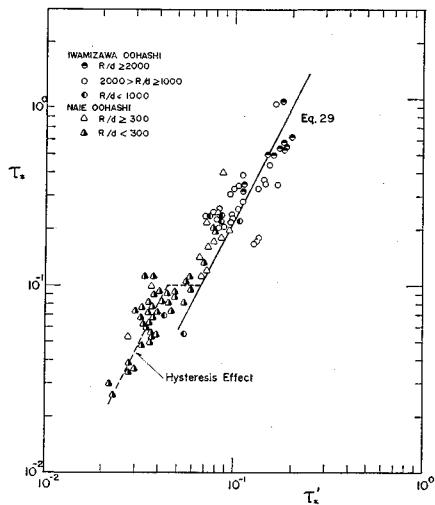


図-2.10 (a) 石狩川, 岩見沢大橋および奈井江大橋における τ_* と τ'_* の関係 (岸・黒木)

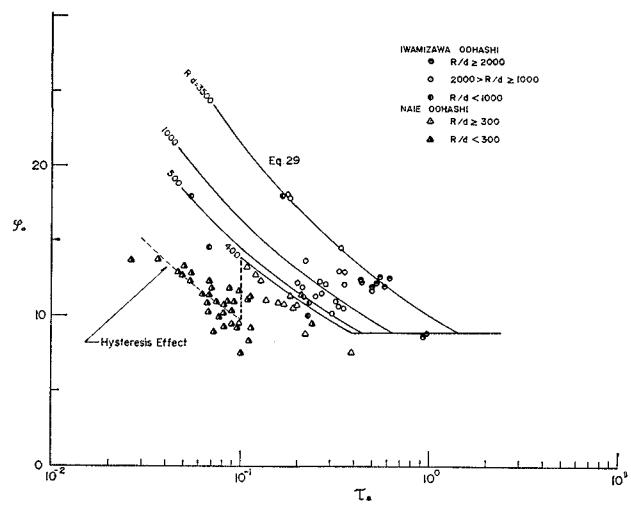


図-2.10 (b) 石狩川, 岩見沢大橋および奈井江大橋における流速係数の実測値と計算値の比較 (岸・黒木)

関係を示す。図中の実線は式 (2.21) をあらわすが、 $\tau_* > 0.1$ の範囲では式 (2.21) は妥当な抵抗予測曲線であり、また領域区分の式 (2.16) も実測値に適合することがわかる。

図-2.10 (a) において奈井江大橋の実測値で $\tau_* < 0.1$ の測点では抵抗値が式 (2.21) による予測値より大となる特性が認められる。これらの測点においては $\tau'_* < 0.05$ で河床砂が移動していないことを示している。したがって、 $\tau_* < 0.1$ の測定ではそれ以前の出水で生じた砂堆河床が消滅せずに残っていると解釈される。実際河川では流れは非定常であるから、河床形状と水理量

は必ずしも平衡状態になく履歴効果が残ると考えられる。この場合、奈井江大橋地点のように河床粒径が大きく τ_* の値が全般的に小さな地点に履歴効果があらわれやすいのが一般的な傾向であろう。日本の河川は急流で水理量の時間的変化が大きく、しかも河床粒径が大きいから、抵抗に履歴効果が生じやすい。履歴効果が顕著な地点では、特に低水時の抵抗が測定時の水理量だけでは一義的にきまらないため水位—流量曲線の設定が困難になる。低水流量を求める際に特に注意すべき点である [岸・黒木 (1972)³²⁾]。

図-2.10 (b) には両地点における流速係数 φ_0 の実測

値と予測値とを比較して示した。奈井江大橋地点については、抵抗の履歴効果を考え、 $\tau_* < 0.1$ の範囲には図-2.10 (a) に示した破線を予測曲線に用いてある。

c) 砂堆河床の例 (II)-阿賀川、山科地点における Manning の粗度係数

土屋・馬場 (1970)³⁴⁾ は阿賀川の山科地点で昭和 41 年 9 月の出水時に行なわれた流速測定の記録から得られた水深-Manning の粗度係数の関係を発表している。山科地点の河床材料は $D_m = 35.4 \text{ mm}$ の砂利で、測定時の水面勾配は $I = 1/1600$ であった。測定は水深 0.5 ~ 9.5 m の範囲で行なわれているが、河床形態は式 (2.16) によれば、最大水深 $H \approx 9.5 \text{ m}$ の資料においても砂堆河床 I である。また砂の移動限界を $\tau_{*c} \approx 0.05$ と考えると $H < 4 \text{ m}$ の資料では河床砂の移動は生じない。固定床の抵抗は別の問題であるから除外し、 $H > 4 \text{ m}$ の資料だけを図-2.11 に示した。図には式 (2.29) [あるいはこれから導かれた式 (2.34)] による計算曲線を示してある。粗度係数の計算値は実測値の平均にくらべいくぶん小さいが、差は計算値の 10% 以下にすぎない。自然河川における種々の付加抵抗を考えると、計算値と実測値とはよく一致しているといえる。

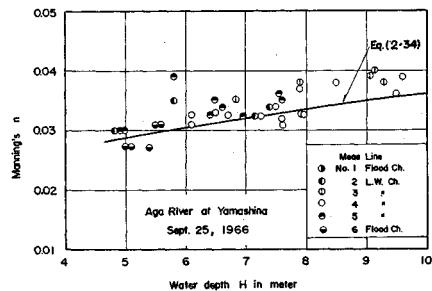


図-2.11 Manning の粗度係数の実測値と計算値との比較
阿賀川、山科観測所、 $d_m = 35.4 \text{ mm}$, $I = 1/1600$
(岸・黒木)

岸・黒木 (1972)³²⁾ は式 (2.29) から式 (2.34) の諸関係を導いている。

$$n \left(\equiv \frac{R^{1/6}}{\sqrt{g} \varphi_0} \right) = 0.042 \tau_*^{1/3} d^{1/6}; \quad d \text{ in mm} \quad \dots \dots \dots (2.34.1)$$

$$= \frac{(RI)^{1/3}}{2.4 \sqrt{g} s^{1/3} d^{1/6}} \dots \dots \dots (2.34.2)$$

式 (2.34.1) は Strickler の式 (式 (2.4) 参照) と比較する意味である。Strickler の式は係数値からみて平坦河床あるいは砂州 (砂れき堆) 河床 (4. (2) 参照) に適合するが、砂堆河床では河床砂の移動限界付近にだけ適用できることがわかる。式 (2.34.2) は式 (2.29) を書き直したものであるが、粗度係数 n の値が $d^{-1/6}$ に比例するという一見奇妙な性質がみられる。これは砂堆河床の特異性の一つである。また砂堆河床に対する平均

流速式は式 (2.34.3) になる。

$$v = (2.4 \sqrt{g} s^{1/3} d^{1/6}) R^{1/3} I^{1/6} \dots \dots \dots (2.34.3)$$

(2) 砂州河床の抵抗および流路の平面形状が抵抗におよぼす効果

砂州河床は波長、波高などの形状特性が小規模河床波と異なるほかに、流体抵抗に関しては、砂州河床上の流れが蛇行流である点が特色である。砂州河床上の流れに対する抵抗の研究は木下 (1962)³⁵⁾、井口 (1965)³⁶⁾、鮎川 (1971)³⁷⁾ によって行なわれている。この分野は、主としてわが国の研究者によって開発されている新しい研究で、日本の河川の水理条件においては実用上の意義も大きい。しかし、水路実験および河川での実測の資料数が少なく、抵抗則の確立は今後の研究課題である。本報告では、鮎川の報告³⁷⁾を引用する。彼は木下³⁵⁾、早川 (1964)³⁸⁾、井口・鮎川・吉野 (1967)³⁹⁾ の実験結果から、砂州河床上の流れの抵抗には Strickler の式 [式 (2.4) 参照] が適合すると述べている。Strickler の式は、式 (2.20) を参照すれば、平坦河床の粗度をあらわしていることがわかる。鮎川は砂州の形状抵抗が砂堆にくらべるかに小さくなる理由を、砂州河床上の流れの観察から説明している。

砂州の存在は実際河川においては蛇行流路、網状流路など流路の弯曲を伴うことが多い。流路の弯曲による抵抗の増大は、河床形状による抵抗とは異なる要素である。弯曲流における流体抵抗の水理学的な機構解析は今後さらに研究すべき基礎的な課題である。これとは別に、杉尾 (1972)⁴⁰⁾ は河川の実測資料を整理し、直線流路をもつ河川にくらべ蛇行河川では流路抵抗が大きく、流速係数の値が小であることを示している。彼は 2. の式 (2.8) に示した指型流速式において Irrawaddy 河、Tennessee 河などの蛇行河川に対し流速係数として $K = 43$ を与えた。直線流路をもつ河川で最も抵抗が大きい第 1 群河川において $K = 54$ であるから、蛇行による抵抗の増大が加わっていると見られる。

(3) 流体抵抗におよぼす水温の効果

この研究小委員会では、与えられた期間とわが国における研究の現況とを考えて粗度研究部会の当面の研究事項には入れなかつたが、流体抵抗におよぼす水温の効果も今後研究を要する一つの課題である。アメリカ土木学会の流砂委員会の報告 (1971)⁴¹⁾ によれば、土砂を含んだ流れの抵抗に及ぼす水温の効果には少なくも二つの性質がみられる。効果の一つは、流砂濃度によるカルマン定数の変化を通じてあらわれる。水温の低下は流砂の沈降速度を減少させるから、同一の流量では浮遊砂濃度を増す傾向を持つ。浮遊砂濃度の増加はカルマン定数を減

少させ、したがって流体抵抗を減少させる効果をもつ。ほかの効果は、水温が河床形状におよぼす効果である。前記流砂委員会の報告には、Missouri 河における観測結果が引用されているが、河川流量がほぼ一定に保たれているにかかわらず水温低下にしたがって平均流速が増し、マンニングの粗度係数が減少している。この観測では同時に河床波の測定も行なわれている。粗度係数 n の減少につれ、全長 7 マイルの測定区間のうち平坦河床を示す部分の割合が増し、砂堆河床においても平均波高が減じ、平均波長が長くなっている。水温低下による砂堆の崩壊が流体抵抗を減少させたことが明らかである。一方、水温の低下が流体抵抗を増加させるという Franco (1968)⁴²⁾ の水路実験の結果も同じ報告に引用されている。報告に示されている流砂委員会の見解では、この相反的な現象は、河床形態の相違によるであろうと説明され、Missouri 河の観測が砂堆河床で行なわれたに対し、Franco の実験が砂漣河床で行なわれたことに注目している。しかし、さらに掘り下げた現象の解析は今後の研究に残されている。

5. 河床波の形状抵抗と表面抵抗

これまで水路実験および河川観測によって得られた資料を解析して、移動床流れに対する河床の全抵抗を実験的に求める接近方法とその成果を述べてきた。しかし前節で述べたように、抵抗予測の精度を向上させるためには、さらに研究すべき多くの課題が残されている。問題に対する別の接近方法として、河床波を伴う流れにおけるエネルギー損失の機構を水理学的に解析する研究が、今後さらに重要になるであろう。これには、もちろん、種々の河床材料および水理条件における河床波形状の測定が並行して進められなければならない。

河床波の形状が与えられた場合、抵抗を形状抵抗と表面抵抗に分けてそれぞれの成分を評価する試みは Yalin (1964)⁴³⁾, Vanoni & Hwang (1967)⁴⁴⁾, Alam & Kennedy (1969)⁴⁵⁾, 芦田・田中 (1971)⁴⁶⁾ らによって行なわれている。

これらの方法の主な相違は、形状抵抗の算出法にある。Yalin は急拡管路の損失の式を用い、Vanoni & Hwang は exposure parameter と名付けられた全面積に対する急拡部面積の比を導入した実験式を、また Alam & Kennedy は F_r と d_{50}/R をパラメーターとした線図を提案している。芦田・田中は段落ち急拡部の損失の式を用いている。表面抵抗の求め方も著者ごとに違っているが、いずれも平坦な砂粒面粗度の見積り法を採用していて、数値的には大きな差はない。

一例として、河床波の抵抗成分の比に関する Yalin の

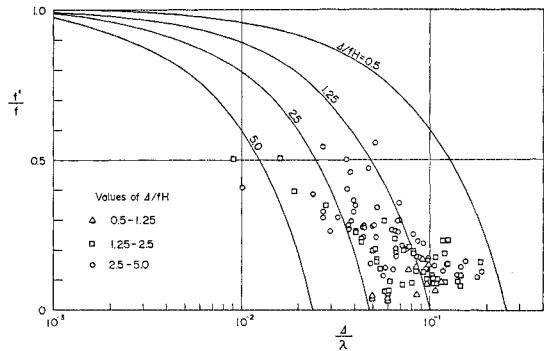


図-2.12 河床波形状による f'/f の変化に関する Yalin の理論値と実験値の比較 (土屋)

式について計算値と実験値を比較し、図-2.12 に示す [土屋 (1972)]⁴⁷⁾。図に点描されている実験値はすべて砂漣、砂堆河床に属するものである。図中の理論曲線は式 (2.36) を表わしている。

$$\frac{f'}{f} = \left(1 - \frac{8}{f} \cdot \frac{4}{\lambda} \cdot \frac{4}{H} \right) / \left(1 - \frac{4}{\lambda} \cot \theta \right) \dots (2.36)$$

ただし、 f' ：河床波の表面摩擦係数で次式で定義される。

$$\sqrt{\frac{8}{f'}} = 6.0 + 5.75 \log_{10}(H/d) \dots \dots \dots (2.37)$$

f ：全抵抗に対する抵抗係数で、 $\sqrt{8/f} = v/u_*$, λ ：河床波の波高, λ ：河床波の波長, θ ：河床波下流面が水平となす角で河床材料の水中安息角に近い, H ：水深。図によると Yalin の式はパラメーター $4/fH$ の値が小さく、0.5~1.25 の場合には形状抵抗を過小に見積り、 $4/fH$ の値が大きく、2.5~5 の場合には、これと反対に、形状抵抗を過大に見積る傾向をもつ。実際河川に対する抵抗予測をさらに前進させるためには、河床波によるエネルギー損失機構を一層明確にする必要が感じられる。この点に関しては、前章に述べられているように河床波のスペクトル構造、波高および波長の統計的平均値と分布、河床波上の平均流および乱れの諸研究、さらに流砂が抵抗におよぼす効果の研究など基礎的な面での知識の集積が進んでいる。

6. 本章の結論

この報告では研究小委員会の粗度研究部会が「沖積地河川における水深一流速関係の予測」を目標として行なった研究の成果を要約して述べた。

この目標に達するための基礎的な研究として、はじめに、小規模河床形態に属する各種の河床波 (sand waves) と河床抵抗との関係および河床波を伴う流れの特性について考察した。問題への接近方法を選択するため、抵抗

予測問題のシステム構造を考察し、予測に必要な独立変量（システムの入力）の数を明らかにするとともに、予測値（システムからの出力）の性格を吟味した。一方、現象論的な考察から、河床波を伴う流れの抵抗則の解析に当っては、河床形態の領域区分を導入することの必要性を強調した。これらの考察に基づいて、従来の諸方法に対する批判を述べるとともに、問題に対する新しい接続方法として岸・黒木（1972）^{25), 32)}の研究を提示、紹介した。この研究は研究小委員会における討議を契機として開発されたもので、河床形態の領域区分に着目して抵抗特性を解析している点が特色である。この研究により、移動床流れにおける抵抗の諸性質を体系的に把握できるようになった。

ついで抵抗予測法の実際河川への適用例を示し、岸・黒木の方法の適合性を検討した。河床形態の移行を伴う Rio Grande の例では、移行過程の説明において岸・黒木の方法が Engelund の方法より合理的であることが明らかにされた。しかし、遷移河床における抵抗の多価性を解明するには、河床波の生長、崩壊の機構に関するさらに高度の流体力学的研究が必要で、現在の知識では単に生じた現象の説明が可能になったにすぎない。砂堆河床の例として解析された石狩川では、抵抗におよぼす河床波の履歴効果が実証され、工学上の重要性が指摘された。このほか、今後、さらに研究すべき問題として流砂および水温変化が抵抗におよぼす効果をあげた。

中規模河床形態に属する砂州河床の抵抗および蛇行流路の抵抗については、研究の現況を要約して述べ今後の研究の資料を提供した。最後に、本報告で指摘されたいくつかの問題点を解明するための基礎的な研究として、河床波によるエネルギー損失の機構に関する研究に言及した。

この報告に述べられた研究成果は、沖積地河川における抵抗予測問題に新しい展望と確実な前進を与えるものと確信している。

参考文献

- 1) Vanoni, V.A. and Brooks, N.H. : Laboratory studies of the roughness and suspended load of alluvial streams, Rep. No. E-68, Sedimentation Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, December, 1957.
- 2) 安芸皎一：河相論、岩波、1951。
- 3) Kennedy, J.F. and Brooks, N.H. : Laboratory study of an alluvial stream at constant discharge, Proceedings of the Federal Inter-Agency Sedimentation Conference, Miscellaneous Publication No. 970, Agricultural Research Service, U.S. Department of Agriculture, 1963, pp. 320-330.
文献 7) に要約されている。
- 4) 吉川秀夫・福岡捷二：Characteristics of open-channel flow with sediment, 東京工大 土木工学科研究報告, No. 10, 1971 年 6 月。
- 5) Shinohara, K. and Tsubaki, T. : On the characteristics of sand waves formed upon the beds of the open channels and rivers, Rep. of Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu Univ., Vol. VII, No. 25, 1959.
- 6) 志村博康：浮遊砂を有する水流の諸特性について、土木学会論文集, 第 46 号, 1957.
- 7) Task Committee for Preparation of the Sedimentation Manual, Committee on Sedimentation of the Hydraulics Division, ASCE : Sediment Transportation Mechanics, F. Hydraulic Relations for Alluvial Streams, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, January, 1971.
- 8) 杉尾捨三郎：移動床の抵抗法則、水工学シリーズ 71-A-5, 土木学会水理委員会, 1971 年 7 月。
- 9) Strickler, A. (1923) : 文献 8) に紹介あり。
- 10) 植東一郎・古屋朝治：流砂ある河川における流速公式について、九大流体力学研究所報告, 第 7 卷 4 号, 1951.
- 11) 芦田和男：河道の設計法（河川の粗度について）、土木技術資料, 第 1 卷 7 号, 1959.
- 12) 岸 力：移動床流れの抵抗則、土木学会年次学術講演会第Ⅱ部門研究討論会資料, 1971 年 10 月。
- 13) 須賀光三：河川の粗度に関する雑考、土木技術資料, 第 7 卷 6 号, 1965.
- 14) 山口高志・松田芳夫：移動床水路の粗度について、第 18 回建設省技術研究会報告, 1964.
- 15) 岸 力：移動床流れにおける粗度—粗度研究部会報告（移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会、土木学会水理委員会), 第 16 回水理講演会講演集, 土木学会, 1972 年 2 月。
- 16) 芦田和男：移動床流れの河床形状—河床形状研究部会報告（移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会、土木学会水理委員会), 第 16 回水理講演会講演集, 土木学会, 1972 年 2 月。
- 17) 杉尾捨三郎：移動床の抵抗法則、水工学シリーズ, 71-A-5, 土木学会水理委員会, 1971 年 6 月および、河川の平均流速公式と河床面形態との関係について、土木学会論文報告集, 171 号, 1969 年 11 月。
- 18) 杉尾捨三郎・佐々木英治・岡部健士：移動床抵抗における移行現象、第 16 回水理講演会講演集, 土木学会, 1972 年 2 月。
- 19) Kennedy, J.F. : The mechanics of dunes and antidunes in frodible bed channels, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 16, part 4, 1963 および, The formation of sediment ripples, dunes, and antidunes, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 1, 1969.
- 20) Hayashi, T. : Formation of dunes and antidunes in open channels, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, No. HY-2, Feb., 1970.
- 21) 白砂孝夫：河床波の発生について、第 16 回水理講演会講演集, 土木学会, 1972 年 2 月。
- 22) Engelund, F. : Closure to "Hydraulic resistance of alluvial streams", Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 93, No. HY-4, July, 1967.
- 23) Einstein, H.A. and Barbarossa, N.L. : River channel roughness, Trans. ASCE, Vol. 117, Paper No. 2528, 1952.
- 24) Guy, H.P., Simons, D.B., and Richardson, E.V. : Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956-61, USGS Professional Paper 462-I, 1966.

- 文献 26) の Cooper & Peterson の報告中に data が再録されている。
- 25) 岸 力・黒木幹男：移動床流れにおける河床形状と流体抵抗（I），北大工学部研究報告（投稿中），1972.
 - 26) Gilbert, G.K.: Transportation of debris by running water, USGS Professional Paper 86, 1914.
次の論文に data が集録されている。
Cooper, R.H. and Peterson, A.W. : A Review of data from sediment transport experiments, Rep. No. HY-1969-ST 2, Hydraulics Laboratory, Dept. of Civil Engineering, Univ. of Alberta, Canada, 1969.
 - 27) 佐藤清一・吉川秀夫・芦田和男：河床砂礫の掃流運搬に関する研究，建設省土木研究所報告，第 98 号，1957 年 12 月。
 - 28) Garde, R.J., and Ranga Raju, K.G. : Regime criteria for alluvial streams, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, No. HY-6, Nov. 1963.
 - 29) 椿 東一郎・渡辺訓甫・定村寛文：砂礫堆の形成について，第 26 回年次学術講演会概要集，土木学会，1971 年 10 月。
 - 30) Garde, R.J. and Albertson, L. : Sand waves and regimes of flow in alluvial channels, Proc. IAHR, Montreal, Vol. 4, 1959.
 - 31) Nordin, C.F. Jr. : Aspects of flow resistance and sediment transport, Rio Grande Near Bernallilo, New Mexico, USGS Water-Supply Paper 1498-H, 1964.
文献 7) に引用あり。
 - 32) 岸 力・黒木幹男：移動床流れにおける河床形状と流体抵抗（II），北大工学部研究報告（投稿中），1972.
 - 33) 山口 甲：北海道の河川の粗度資料，粗度研究部会資料（未発表），1971 年。
 - 34) 土屋昭彦・馬場洋二：河川の粗度に関する研究，第 24 回建設省技術研究発表会，1970 年 11 月。
 - 35) 木下良作：石狩川河道変遷調査—参考編，科学技術庁資源局資料第 36 号，1962 年。
 - 36) 井口昌平：砂礫堆の形成に関する水理学的考察，東京大学生産技術報告，第 14 卷 5 号，1965 年。
 - 37) 鮎川 登：直線河道における流れの蛇行現象に関する水理学的研究，科学技術庁資源調査所，1971 年 8 月。
 - 38) 早川典生：開水路移動床に関する研究，東大大学院修士論文，1964 年。
 - 39) 吉野文雄：河床形態に関する水理学的研究，東大大学院修士論文，1967 年。
 - 40) 杉尾捨三郎：指指数型の平均流速公式，粗度研究部会資料（未発表），1972 年。
 - 41) Task Committee on Preparation of Sediment Manual, Committee on Sedimentation : Sediment Transportation Mechanics, Fundamentals of Sediment Transportation, Journal of Hydraulics Division, No. HY-12, ASCE, Dec., 1971.
 - 42) Franco, J.J. : Effects of water temperature on bed-load movement, Journal of the Waterways and Harbors Division, ASCE, Vol. 94, No. WW 3, Aug. 1968.
 - 43) Yalin, S.M. : On the average velocity of flow Over a movable bed, La Houille Blanche, No. 1, 1964.
 - 44) Vanoni, V.A., and Hawang, L.S. : Relation between bed forms and friction in streams, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 93, No. HY-3, May, 1967.
 - 45) Alam, A.M.Z., and Kennedy, J.F. : Friction factors for flow in sand bed channels, Journal of the

水理委員会移動床流れの抵抗と河床形状研究小委員会：

- Hydraulics Division, ASCE, Vol. 95, No. HY 6, Nov. 1969.
- 46) 芦田和男・田中祐一郎・木村昌弘：移動床水路の抵抗則に関する研究，第 26 回土木学会年次講演会講演集，第 2 部，土木学会，1971 年 10 月。
- 47) 土屋昭彦：河床波における表面抵抗と形状抵抗，粗度研究部会資料（未発表），1972.

む　す　び

本論文の第 1 章は移動河床の河床形態に関する理解を深めることを目標として本小委員会河床形態研究部会が行なった研究の成果を要約したものであり，また，第 2 章は沖積地河川における水深一流速関係の予測を目標として粗度研究部会が行なった研究の成果を要約して述べたものである。両章は有機的につながれているものであり，関係両部会相互間の討議・検討により一段とその理解が深められ，幾多の新しい知見が加えられた。

本小委員会の構成は下記のようである。

委員長：林 泰造

粗度研究部会

主査：岸 力

委員：足立 昭平 杉尾捨三郎 土屋 昭彦

田中祐一郎 福岡 捷二（幹事）

山口 甲 紀陸 富信

河床形態研究部会

主査：芦田 和男

委員：椿 東一郎 鮎川 登（幹事）

白砂 孝夫 道上 正規 馬場 洋二

長谷川和義

付 記（委員長 林 泰造記）

本論文第 1 章および第 2 章の執筆者はそれぞれ芦田主査および岸主査である。

また，第 1 章の取りまとめには鮎川幹事が，また第 2 章の取りまとめには土屋委員および福岡幹事が協力された。さらに，原稿の全体の整理には鮎川幹事が当たられた。

また，本論文の取りまとめに当たっては水理委員会委員長 吉川秀夫教授より種々適切なる討議を与えられた。

これら各位に特に深甚なる謝意を表する。

記 号

A : 水面波の振幅

a : 河床波の振幅

a_1 : 係数

B : 流路幅

C : $= a / (\delta / v^2 / 2g)$ ，または自己相関関数

c : 平均流砂濃度 (容積比)	X : 河床高の変動量
d : 砂の粒径	α : そのつど記載された説明参照
d_{50} : 砂の 50% 粒径	β : 係数
F_r : フルード数	r : 定数
f : 河床波の周波数 (第 1 章), 抵抗係数 (第 2 章)	A : 河床河の波高
f' : 砂粒抵抗に関係する抵抗係数	\bar{A} : 河床波の平均波高
g : 重力加速度	δ : 局所的な流速と流砂量の間に存在する対応の遅れの距離 (第 1 章), 粘性底層の厚さ (第 2 章)
H : 水深	ϵ_t : 河床高の不規則変動成分
I : 勾配	η : 河床波の波形, $= A/\bar{A}$
I' : 砂粒抵抗に関係する勾配	θ : 河床波下流面と水平とのなす角
k : 河床波の波数	κ : カルマン定数
k_s : 相当粗度	κ_0 : 清水のカルマン定数
l : 断面間距離, $= \lambda/\bar{\lambda}$	λ : 河床波の波長
m : 係数	$\bar{\lambda}$: 河床波の平均波長
n : マニングの粗度係数	ν : 動粘性係数
$P(f)$: パワースペクトル密度	ξ : 水面波の波形
$P(l)$: 河床波の波長の確率密度分布関数	ρ_0 : 流水の密度
$P(\eta)$: 河床波の波高の確率密度分布関数	ρ_s : 流砂の密度
q : 単位幅流量	σ : 標準偏差
q_B : 単位幅当たりの流砂量 (容積単位)	σ_ϵ : 係数
R : 径深	τ_0 : 河床せん断力
R' : 砂粒抵抗に関係する径深	τ_c : 移動限界河床せん断力
s : 砂の水中比重	τ_* : 無次元河床せん断力
$S_{\eta\eta}(k)$: 河床波の波数スペクトル	τ_{*c} : 無次元移動限界河床せん断力
T : 単位幅当たりの流砂量 (容積単位)	τ_{*e} : 無次元有効河床せん断力
u : 流速	τ'_* : 砂粒抵抗に関する無次元河床せん断力
u_b : 河床波の移動速度	φ : 砂の水中安息角
u_* : 摩擦速度	φ_0 : 流速係数 ($= v/u_*$)
u_{*c} : 移動限界摩擦速度	
v : 平均流速	
w_0 : 砂の沈降速度	

(1972.9.25・受付)