

階段状河床波上の流れと抵抗則

芦田 和男・江頭 進治・西野 隆之

STRUCTURE AND FRICTION LAW OF FLOW OVER A STEP-POOL BED FORM

By *Kazuo* ASHIDA, *Shinji* EGASHIRA and *Takayuki* NISHINO

Synopsis

Shear stress distribution and friction law of flow over step-pool bed forms are basically important for treating the sediment transport in mountain streams. The present study discusses the problems such as velocity and shear stress distributions as well as a friction law of flow over step-pool bed forms.

The equipment to measure the shear stress on bed surface is devised. Data of shear stress distributions are obtained on an artificial step-pool bed form. The meanings of the data are discussed in relation to those of velocity distributions.

The friction law of flow over the step-pool bed form is developed by using such an idea that energy consumption of a main flow past the crest of the bed form is balanced by the production of turbulence or eddy in the separation region. The equation of flow resistance is successfully compared with the flume data which are obtained from the experiments of flow over step-pool bed, dune bed and strip-roughness bed.

1. 結 言

山地河道の勾配は急であり、しかも河床材料は広範囲の粒径から構成されているため、河道においては多様な土砂輸送形態が現れる。さらに、砂礫の輸送過程において顕著な分級現象がみられる。とくに、水流の作用による分級過程においては、河床表面にアーマ・コートの発達した階段状河床波が形成される。この河床波は、文字通り、巨礫が横断方向に連なってステップを構成し、これが縦断方向に規則性をもって現れているものであって、その形成（アーマ・コートの形成）と破壊（アーマ・コートの破壊）の過程を通して、流砂量とその粒度分布を大きく変化させる要因の一つになっている。山地河道における流砂の量的把握の困難さは、上流域における土砂供給条件が非常に複雑であることにもよるが、分級現象の評価が極めて困難であることに起因している部分も大きい。

本研究は、山地河道における流砂現象究明の一環として行うものであって、階段状河床波の破壊・変形条件や、破壊・変形に伴う流砂過程を議論していくための基礎として掃流力分布や抵抗則について検討するものである。ところで、階段状河床波上においては種々の流れが形成されるが、本研究の主題を議論するためには、どのような流れを対象にするかを明確にしておく必要がある。流れの形態は、勾配と流量に応じて変化するが、著者らの研究¹⁻³⁾や山田⁴⁾、長谷川⁵⁾らの研究を総合すれば、勾配一定の条件のもとで流量が増加してゆくとき、(1)スナップ上の流れ、(2)常流→常流、(3)常流→射流→常流(chute & pool)および(4)射流→射流のような順に流れの形態が変化することが考えられる。階段状河床波は、反砂堆が形成された後、これが砂礫の分級によって固定していく過程を通して形成されることを考慮すれば、上述の流れの遷移形態のうち、(2)の形態は、一般の山地河道においては発生しにくく、河床波の変形が起こらないような平水時、あるいは小出水時には、(1)および(3)の流れが一般的である。河床波の破壊・変形が起こり、新たな階段状河床波

が形成されるような条件においては、(4)あるいは(3)の流れが一般的であると思われる。

上述のことを総合すれば、階段状河床波の破壊・変形やそのときの流砂過程を議論するためには、階段状河床波の全域において射流が発生する場合や, chute & pool の流れが基本的に重要であることがわかる。そこで、本研究においては、主としてこのような流れに着目して、以下のような考察を行う。まず、新たに試作した抗力測定装置を示し、これを用いた河床せん断力の測定結果について考察する。ついで、主流のエネルギー散逸機構について若干の考察を行うとともに、その結果と河床せん断力分布の測定結果を基礎として、階段状河床波上の流れの抵抗則を導く。さらに、導かれた抵抗則の適用例を示す。

2. 河床せん断力の分布

2.1 実験装置, 方法, 条件

実験水路は、長さ 6 m, 幅 20.2 cm, 深さ 18 cm の長方形断面を有する勾配可変の循環式水路であって、その側壁はアクリライト製、底部は鋼製になっている。水路上流端には流量測定用の四角ぜきをもつ貯水槽があり、下流端には、ポンプ循環のための貯水槽がある。このような水路において、まず、Fig. 1 に示すように、直径約 2.4 cm のビー玉を 2 層敷きつめて、上流側の 2.5 m の区間には平坦床を作り、下流側には波長 20 cm, 波高 2.5 cm の階段状河床波を作成した。上流側を平坦床にしたのは、平坦床上の流れも同時に観察、測定できるよう留意しているからである。階段状河床波の波長および波高は、これまでに行われてきた研究成果を参考にして設定されている。なお、階段状河床波の形状は、ほぼ 2 次元的な dunes のそれと同様に作成されているが、これは次のような理由に基づいている。すなわち、河床波の形成過程の初期に現われる反砂堆は、ほぼ対称形であるが、crest における最大礫の停止と分級現象の進行に伴って、crest 下流部が侵食されて明瞭な階段状河床波が現われるという実験事実に基づいている。

実験の種類は、巨視的な観点から抵抗則を調べるために行ったものと、河床せん断力分布を調べるために行ったものとに分類される。前者の実験においては、水面形状のみを調べたが、後者の実験では、水面形状、流速の垂直分布、河床表面粒子の抗力などが同時に測定されている。このとき、水位はポイントゲージを用いて測定され、流速は直径 3 mm の小型プロペラ流速計（篠原製作所製）を用いて測定され、抗力は特別に試作した圧力センサーを用いて測定されている。Fig. 2 は、抗力測定装置のブロック図である。圧力センサー部には直径 2.54 cm の鋼球が用いられ、これに、直径 0.8 mm の穴が 6 箇所あけられており、いずれの穴も球の中心で連結されている。圧力の測定に当たっては、これらの穴のうちの受圧側の穴と、これらの圧力をひずみ計へ送るための送圧穴以外は水密にされている。穴を 6 箇所設けているのは、送圧側のタップがなるべく水流を乱さないようにするためである。粒子抗力は、河床表面における所定のビー玉と、上述の圧力センサーを入れ替え、これを垂直軸および水平軸のまわりに回転させながら、球面上の任意の点における圧力を測定した後、これらを積分することによって求められている。このとき、一つの球における測定

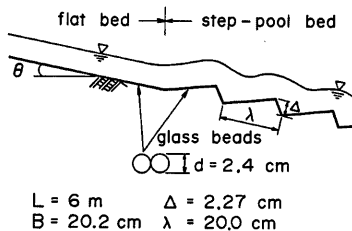


Fig. 1 Artificial bed configuration in the experimental flume.

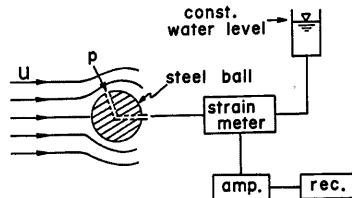


Fig. 2 Equipment and block diagram to measure drag forces acting on a sphere particle.

Table 1 Conditions of the flume experiment.

Run No.	i_b	Q' (cm ³ /s)	Q_s (cm ³ /s)	Q (cm ³ /s)	h (cm)	T (°C)	Note
1-1	0.15	2670	394.3	2276	1.99	12~13	S. C.
1-2	0.06	4980	219.3	4761	3.56	12~13	〃
1-3	0.04	2370	227.9	2142	3.21	12~13	C. & P.
1-4	0.04	4720	227.9	4492	3.91	12~13	S. C.
1-5	0.02	4575	141.6	4433	4.48	12~13	〃
2-1	0.10	1720	290.0	1430	2.14	12~18	C. & P.
2-2	0.10	3320	290.0	3030	2.52	6~13	unstable
2-3	0.10	6727	290.0	6437	3.67	8~13	S. C.
2-4	0.10	6727	290.0	6437	3.67	—	S. C.

点は、水平軸および垂直軸まわりの回転角を 30° 間隔に設定して、計62点にされている。

実験条件を **Table 1** に示している。ここに、 i_b は平均河床勾配、 Q' は通水流量、 Q_s は浸透流量、 Q は表面流量、 h は平均水深、 T は水温である。なお浸透流量は、河床平坦部においてビー玉頂部と水位とが等しくなったときの流量であり、 Q は、 $Q = Q' - Q_s$ として求められている。本表において、Run 1-1~1-5 は、階段状河床波上における流れの抵抗に関する実験であり、Run 2-1~2-4 は、河床波上における粒子の抗力分布、あるいはせん断力分布を調べるために行った実験であって、いずれも、chute & pool の領域か、射流域の条件のもとで行われている。

2.2 河床せん断力の分布

まず、水路上流側における平坦床の圧力分布について調べてみよう。**Fig. 3** は、Run 2-1 の平坦床における鋼球まわりの圧力分布に関する測定例である。同図においては、圧力分布が緯度別に示されており、 $N = 90^\circ$ は球の頂部、 $S = 90^\circ$ は底部を意味している。図中の太線で示す円は、各緯度における切断面であって、円周上は測定された差圧の原点である。図示の結果によれば、河床表面より下方の流れの殆どない $S 30^\circ$ 、 $S 60^\circ$ 、および $S 90^\circ$ の圧力分布は、球面においてほぼ一定の圧力を示していることが分かる。これは、 $S 30^\circ \sim S 90^\circ$ における圧力分布が抗力には殆ど寄与していないことを意味している。ついで、図の左半分に示している $N 90^\circ \sim N 0^\circ$ の分布をみると、上下流側において圧力は非対称になっており、球まわりの流れが圧力分布を支配していることが分かったとともに、粒子抗力は粒子の上半球における圧力分布に支配されていることが理解される。ただし、 $N 90^\circ$ の圧力は、抗力には寄与しないが、 $S 90^\circ$ のそれとの比較より分かるように、揚力に対する寄与が大きい。

球には、上述の圧力以外に表面せん断力も作用している。ところが、せん断力は、圧力に比較すると微小であるので、これを無視することにし、粒子抗力を次式により求めることにする。

$$F_D = \int_A -p n_x dA \dots\dots\dots(1)$$

ここに、 F_D は粒子1個の抗力、 p は圧力、 n_x は球面における法線の x 軸（主流方向）に対する方向余弦である。ここで、河床表面のせん断応力を τ_b 、単位面積当たりの粒子個数を N とすれば、 τ_b と F_D との間には次式が成り立つ。

$$\tau_b = N F_D \dots\dots\dots(2)$$

本実験の平坦床においては $N = 0.1814$ である。

上述の抗力測定によって河床せん断力が適切に評価されるかどうかを調べるため、通水流量 7.23 l/sec、 $i = 0.1$ のときの平坦床における式(2)の結果と水深および勾配から算定されるせん断力 $\tau = \rho g h i$ とを比較す

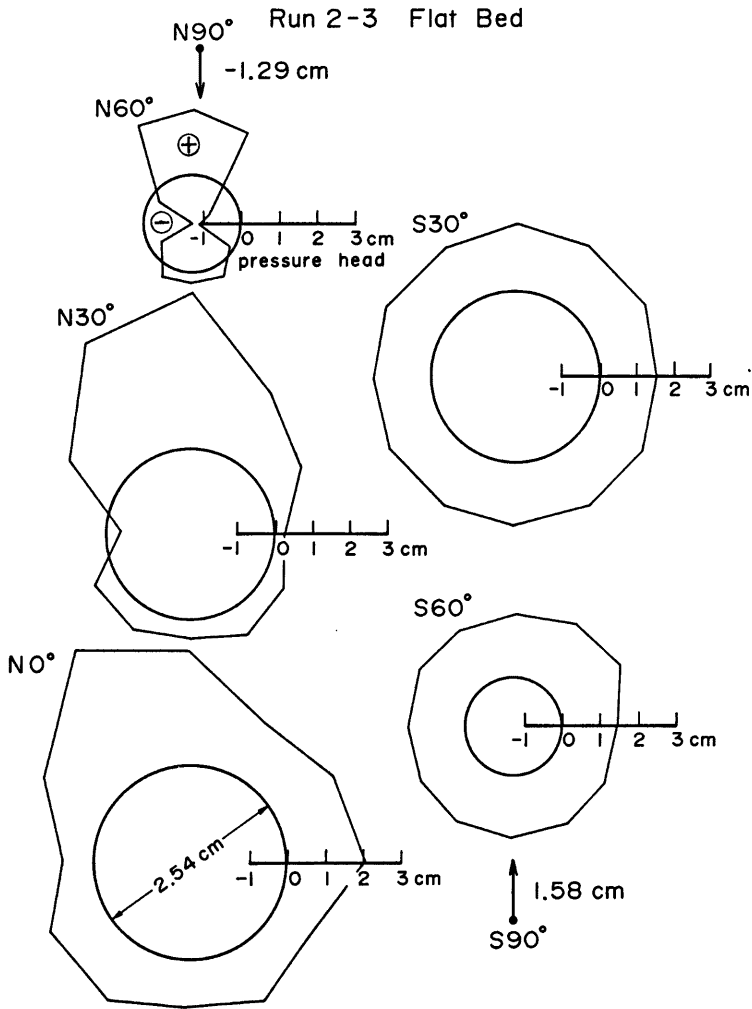


Fig. 3 Pressure distributions measured around a sphere particle in a flat bed.

ると、次の結果を得る。

τ_b (dyne/cm ²)	τ (dyne/cm ²)	τ_b/τ
452.0	367.4	1.23

この結果によれば、河床せん断力は式(2)によってかなり適切に評価されることがわかる。

抗力測定値に基づくと、河床せん断力の推定が可能であることが判明した。そこで、階段状河床波上にお

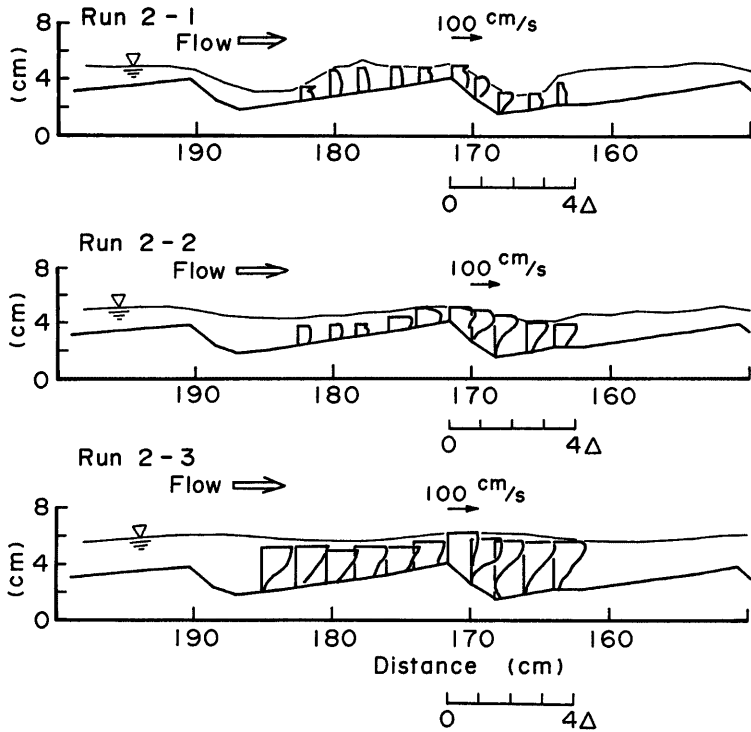


Fig. 4 Velocity profiles over a step-pool bed form.

ける流速分布およびこの原理に基づいて測定されたせん断力分布について調べてみよう。Fig. 4 は、Run 2-1~2-3 において測定された各断面における流速の垂直分布であり、Fig. 5(a), (b) は、それぞれ Run 2-1~2-3 および 2-4 における河床せん断力の縦断分布である。これらの結果の考察を行うに際し、Run 2-1 における流れは chute & pool であって、Run 2-3 の流れは全域射流になっており、Run 2-2 の流れはこれらの中間的な遷移領域の流れになっていることに留意しよう。なお、Fig. 5(a), (b) のせん断力分布において、crest における測定値には大きな誤差が含まれていたため、データは示されていない。

まず、Fig. 4 に示す流速分布についてみれば、Run 2-1 と Run 2-3 における流速の縦断変化には顕著な違いがみられることが明らかである。これは、crest から発生する剥離渦の発達の違いや跳水の有無によるものと思われる。いま、crest と trough の少し下流域までの区間において流速分布を比較すると、Run 2-1 においては、crest 近傍で支配断面が生じるため剥離長は短く、crest から波高の 2 倍以内になっているのに対し、Run 2-3 の剥離長は波高の 2~3 倍程度のところにある。ついで、crest 背面における分布形についてみると、chute & pool の流れにおいては、跳水の影響を受けて、流速の垂直分布が一様になっているのに対し、Run 2-3 においては、河床付近の流れが加速されているような分布形を示している。chute & pool の流れと射流とにおいては上述のような違いが顕著にみられる。ここで Run 2-3 における剥離長と 2 次元的 dunes の剥離長を比較すれば、前者におけるそれがかなり短くなっている。これについては、今後検討しなければならないが、 h/d (水深/粒径) の小さい流れにおいては、河床近傍の粒子まわりの三次元的な流れ

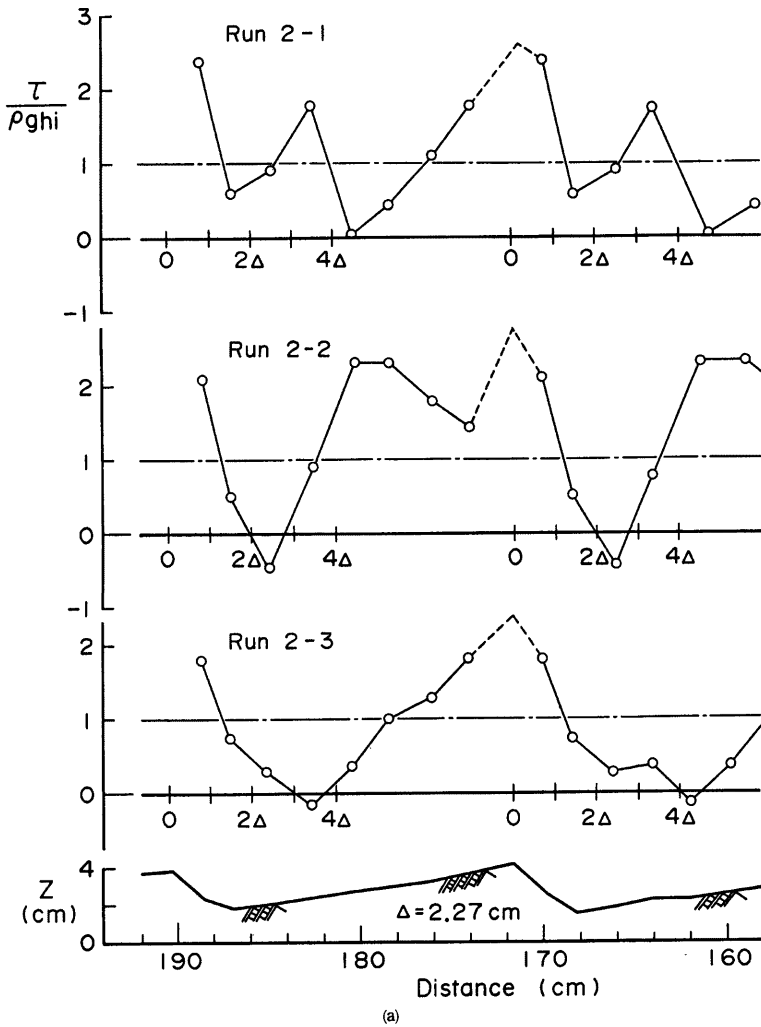
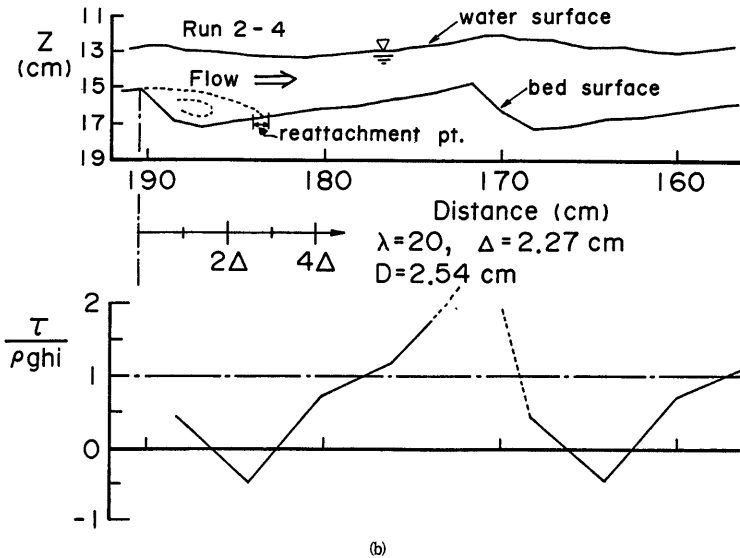


Fig. 5 (a), (b) Shear stress distributions along the bed surface of a step-pool system.

の影響によって、剝離長が短くなることや、浸透流の影響ではないかと考えられる。なお、Run 2-2の結果においては、水面形状からは顕著な跳水は認められないが、流速分布の縦断変化は、chute & pool の流れのそれと類似なものになっている。このような特性は次に述べるせん断力の縦断分布にもみられる。

Fig. 5(a), (b) に示すせん断力の縦断分布について、上述の流速分布との関連のもとにみてみよう。図示の結果によれば、chute & pool と射流における流速分布に違いがみられたように、せん断力の縦断分布にも明瞭な違いのあることがわかる。すなわち、chute & pool においては、せん断力の極大値が跳水領域と



crest 部の二つの地点に現われるのに対し、射流においては、Run 2-3 および 2-4 の結果にみられるように、極大値は crest 部に一つ現われるのが特徴である。まず、chute & pool におけるせん断力分布についてみると、crest で極大値を示した後、その下流では剥離のためにせん断力は急激に減少するが、さらに下流では跳水に伴う底面近傍流速の増加によって急激に上昇する。跳水によって流れの運動エネルギーが失われるやいなや、せん断力は再度急減した後、crest へ向ってほぼ直線的に増加している。一方、射流における分布形についてみると、せん断力は、crest で極大値を示した後、水流の剥離のため trough に向けて急激に減少し、再付着点近傍において極小値を示した後、crest へ向ってほぼ直線的に増加している。このように、せん断力が crest へ向ってほぼ直線的に増加するのは、底面近傍における流速の増加に対応しているものと思われる。

上述の結果に示されたように、chute & pool および射流条件下においては、せん断力の分布は異なるが、両者の共通点として再付着点近傍においてせん断力は極小になり、crest 背面ではほぼ直線的に増加することなどがあげられる。ところが、いずれのケースにおいても、crest と再付着点との間でせん断力は負にならず、当初の予想とは異った結果を得ている。これについての結論は今後の検討に待たねばならないが、現時点においては、crest をはさんでかなり強い浸透流が形成されていたことなどに原因があるのではないかと考えている。

3. 流れの抵抗則

3.1 抵抗則の誘導

波状河床波上における流れの抵抗に関しては、移動床問題に関連して数多くの研究がある。これらを手法別にみると、次元解析的手法によるものと、適当な仮定のもとに運動量保存則にもとづいて議論するものなどに分類される。前者によるものは、無数にあると言っても過言ではなく、これはまた一般性のある抵抗則の確立が難しいことを物語っている。一方、運動量保存則を基礎として導かれたものの代表的なものに、

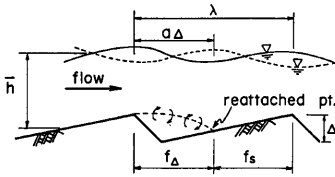


Fig. 6 Schematics of flow over a step-pool bed form.

Valin⁶⁾ や芦田・田中⁷⁾ らのものがある。運動量解析においては、圧力分布や水面形などに関して、かなり厳しい制約条件をつけざるを得ず、適用領域もそれなりに制限される。波状河床波上における抵抗則については、このような状況にあって、本研究が対象にしている射流域の流れで、しかも剥離を伴うような流れに対しては、現在のところこれを評価できるような抵抗則は提案されていない。

射流域の流れに対しても運動量保存則を基礎とした抵抗則の議論も可能であるものと思われるが、そのためには、圧力分布や水面形状などに関する知見が不可欠である。しかしながら、このようにして導かれた抵抗則もまた、適用に当たったの制約をうける。そこで、ここでは、このような立場をとらず、平均流のエネルギー保存則に基づいて考察を行ってみる。

射流域の流れに対しても運動量保存則を基礎とした抵抗則の議論も可能であるものと思われるが、そのためには、

階段状河床波上における平均流のエネルギー散逸を剥離領域とそれ以外の領域に分割して、それぞれの領域におけるエネルギー散逸を考えよう。Fig. 6 は、そのための模式図である。ここに、λ は階段状河床の波長、Δ は波高、aΔ は剥離長である。以下便宜上、係数 a を剥離係数と呼ぶことにする。まず、剥離区間における平均流のエネルギー散逸についてみると、単位幅についてその散逸率は、

$$\tau_s v a \Delta = \frac{1}{8} \rho f_s v^3 a \Delta \dots \dots \dots (3)$$

のように表わせる。ここに、τ_s は剥離区間 aΔ におけるせん断力の極大値の平均値、v は厳密には区間 aΔ の断面平均流速の意味であるが、一波長にわたる平均流速として扱ってもよい。f_s は抵抗係数、ρ は水の密度である。上式で表わされるエネルギー損失は、乱れあるいは渦の生成エネルギーとして散逸されているはずであって、近似的には次式が成り立つ。

$$\frac{1}{8} f_s v^3 a \Delta = \int_A -\overline{u'w'} \frac{du}{dz} dA \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 $-\overline{u'w'}$ はレイノルズ応力、 du/dz は速度勾配、A は原則的に区間 aΔ における縦断面積である。渦の生成エネルギーは、速度勾配の大きい領域に集中するから、ここでは、これを剥離領域の縦断面積程度のものを考えておこう。すると A は次式のように置ける。

$$A = k_1 a \Delta^2 / 2 \dots \dots \dots (5)$$

ここに、k₁ はオーダー1の係数である。ところで、レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ を評価するのはかなり困難であるが、自由噴流や密度成層流においてはレイノルズ応力によって連行現象が引き起こされていることが知られている。さらに、レイノルズ応力の最大値は、速度勾配が最大値になるところの近傍にあって、これより外側(周囲水側)においては急激に減少することが知られている。このことを念頭に置いてレイノルズ応力の測定例をみてみよう。

Fig. 7 は、Raudkivi によって報告された結果⁸⁾ を示したものである。これによれば、レイノルズ応力の極大値は、剥離領域の外縁にあって、剥離領域内部において、これは急激に減少しているのが分かる。このことは、剥離領域において、レイノルズ応力の大部分が連行に伴う付加応力とつり合っていると考えても、とくに不合理ではないことを意味している。これらのことより、ここでは、 $-\overline{u'w'}$ を次式のように置いてみよう。

$$-\overline{u'w'} = k_2 v W_e \dots \dots \dots (6)$$

ここに、W_e は連行速度であって、連行係数 E を用いれば、W_e = E v のように表わされる。したがって、式(6)は次のようになる。

$$-\overline{u'w'} = k_2 E v^2 \dots \dots \dots (7)$$

ここに、k₂ はオーダー1の係数である。つきに、式(4)における速度勾配 du/dz についてみると、これは一般には次式のように置けるはずである。

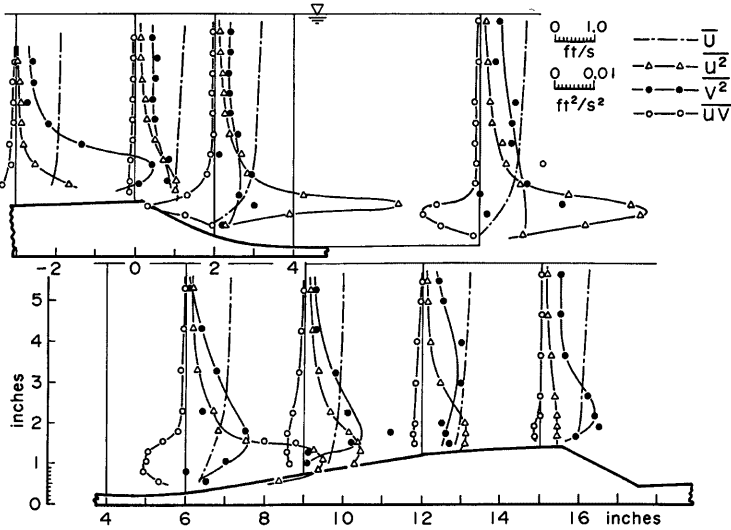


Fig. 7 Reynolds stress distributions measured over artificial ripple bed.⁸⁾

$$du/dz = k_3 v/h \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 h は平均水深、 k_3 はオーダー1の係数である。

式(7)、(8)を式(4)に適用すれば、区間 $a\Delta$ における抵抗係数が次式のように求められる。

$$f_d = 4KE \frac{\Delta}{h} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $K = k_1 k_2 k_3$ であって、これは実験的に定めるべき係数である。

剝離領域における抵抗係数が形式的に導かれたので、再付着点から crest の領域について考えよう。跳水が起こらないような条件においては、前章において示したように、この区間においてせん断力は直線に近い分布をもつことが示された。このことを縦断平均して考えれば、河床波上の有効掃流力の算定にもみられるように、この領域における抵抗係数は、平均的には次式の対数型抵抗則で評価されるものと思われる。

$$f_s = \frac{8}{\{6.0 + 2.5 \ln(h/k_s)\}^2} \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 k_s は相当粗度である。

以上のことより、一波長上における流れの平均抵抗係数は、跳水が形成されない場合には次式のように与えられる。

$$f = f_d \frac{a\Delta}{\lambda} + f_s \left(1 - \frac{a\Delta}{\lambda}\right) \dots\dots\dots (11)$$

chute & pool のように跳水が起こる場合については、山田⁴⁾らによって検討されているところであるが、跳水による損失水頭を ΔH として、式(11)を拡張することによって、抵抗係数は次式のように書ける。

$$f = f_d \frac{a\Delta}{\lambda} + f_s \left(1 - \frac{a\Delta}{\lambda}\right) + \frac{8}{Fr^2} \frac{\Delta H}{\lambda} \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 $Fr = v/\sqrt{gk}$ である。

以上の議論は、射流域の抵抗を評価することが目的であるが、とくにそのための制約を設けているわけ

はない。したがって、以上のことは階段状河床波ばかりでなく、一般の波状河床波上の流れにも適用できるものと思われる。しかしながら、その一般性が保証されるためには、剝離係数 a 、係数 K および連行係数 E が一般的に定められる必要がある。以下の議論においては、不都合が生じない限り、連行係数 E として half jet における平均的な値、

$$E=0.08$$

を採用する。 a は流れの種類によって変化することが知られており、したがって、これには経験的に得られた値を採用する。 K については、流れの種類によって異った値を採用することは好ましくない。そこで、種類の流れを最もよく説明する値を採用することにして、次節の結果を総合すれば、現時点においては、

$$K=6$$

程度の値が適当である。

3.2 抵抗則の適用例

Fig. 8 は、前章で示した Run 1-1~1-5 および Run 2-1~2-3 における抵抗係数と式(11)による抵抗係数を比較したものである。式(11)の適用において、剝離係数は $a=2.5$ としており、他の係数は前述のものを採用している。Fig. 9 は移動床実験によって得られた階段状河床波に関する抵抗係数⁹⁾と式(11)とを比較したものである。ここでも同様の係数を採用している。なお、式(11)の f_s に含まれる相当粗度は、人工河床波において、 $k_s=D$ (ビー玉の直径)、移動床において、 $k_s=D_o$ (アーマー・コートの平均粒径) のようにされている。 f に関する計算の条件は以上のようなものである。ここでこれらの図の結果をみると、chute & pool のデータを除いて式(11)による計算値と実験データとはみごとに一致しているのがわかる。chute & pool のデータは、式(11)によるものよりも抵抗係数がかなり大きくなっているが、これは、式(12)にも示したように、跳水によるエネルギー散逸のためである。

以上のことより、式(11)は階段状河床波の抵抗係数をかなり適切に評価することが判明した。そこで、さらに式(11)の適用性をみるため、芦田・藤田・向井¹⁰⁾による人工の2次元的な dunes 上の流れに対してこれを適用してみたところ、次のような結果を得ている。

実験値	計算値
$f=0.0863$	$f = \begin{cases} 0.070 & (a=5) \\ 0.0787 & (a=6) \end{cases}$

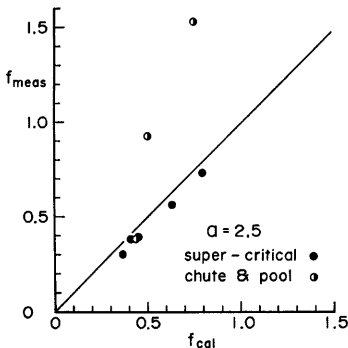


Fig. 8 Friction coefficients of flow over artificial step-pool bed.

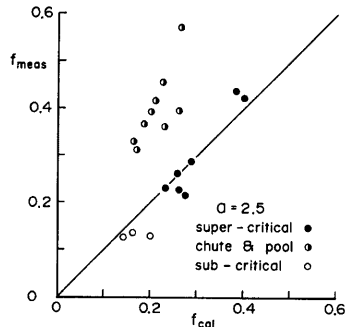


Fig. 9 Friction coefficients of flow over step-pool beds which are formed by flume experiments.

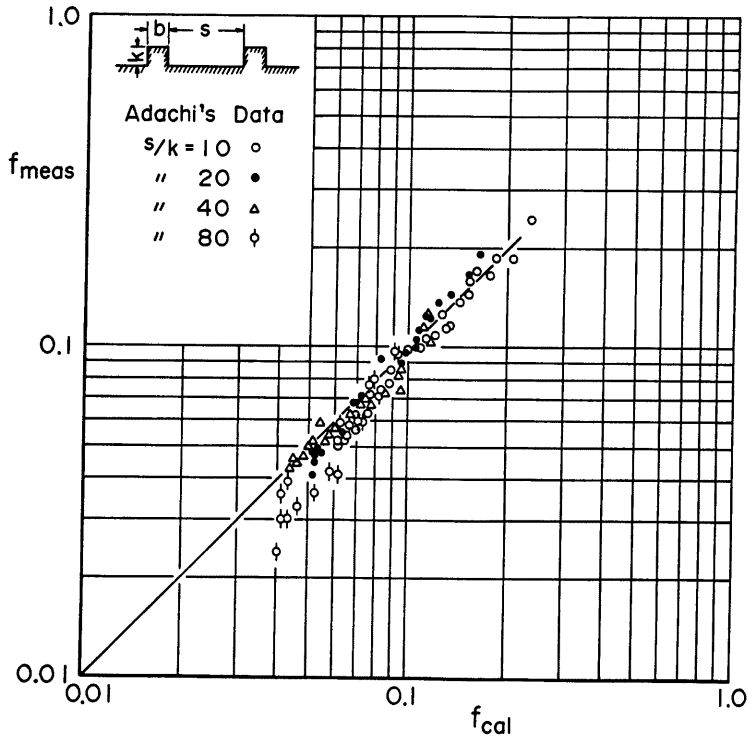


Fig. 10 Friction coefficients of flow over strip-roughness bed. Experimental data after S. Adachi.

ここで計算に必要な a 以外の係数には、前述のものを採用し、剥離係数 a には、彼らの実験において得られている値 $a=5\sim6$ を採用している。この比較においても、式(11)はかなり妥当な値を示していることが理解される。

抵抗則の一般性をさらに検討するため、槽粗度流れに対して式(11)を適用してみよう。Fig. 10 は、足立¹¹⁾による槽粗度に関する実験データと式(11)による計算値を比較したものである。ただし、比較に際しては、実験データにおいて Einstein 法による側壁効果の除去を行って、抵抗係数に関する実験値を算定しなおすとともに、式(11)の適用に当たっては、槽高 k を波高に置き換えている。さらに、このような流れにおいては剥離長が槽高の10倍程度になることを考慮して剥離係数を $a=10$ としている。他の係数は前述のものと同じである。図示の結果が示すように、槽粗度上の流れにおいても、両者はかなりよく一致しており、式(11)はかなり一般性をもっていることが示唆されている。

4. 結 語

本研究においては、階段状河床波の破壊・変形やその過程における流砂過程を議論するための基礎として、河床波上の流れと掃流力分布に関する考察を行うとともに河床波上の流れの抵抗に関する考察を行った。本研究によって得られた主要な結果と問題点を要約すれば以下のようである。

- (1) 河床表面における粒子抗力の測定装置を試作し、これを用いて抗力測定を行った結果、ほぼ妥当な結果を得るとともに、これによって河床せん断力も推定できることが判明した。
- (2) 人工的な階段状河床波上の流れを対象として、流速分布および河床せん断力の縦断分布に関する測定を行い、興味深い結果を得ている。すなわち、chute & pool の流れにおいては、せん断力の極大値が跳水部と crest の二箇所に現われ、全域が射流の場合には crest の一箇所に生ずる。せん断力の極小値は、chute & pool の場合には、再付着点近傍と跳水点の少し下流に現われ、射流の場合には再付着点近傍に現われる。いずれの流れにおいても、crest 背面における河床せん断力は、crest へ向ってほぼ直線的に増加することなどが明らかにされた。また、chute & pool および射流のいずれにおいても、crest の直下流に剝離領域が形成され、全域射流の場合の剝離長は、chute & pool の場合に比較して長くなることが示された。さらに、これらの剝離長は、粗度周辺における流れの3次元性のため一般の二次元 dunes におけるものよりも短くなることも示されている。
- (3) 階段状河床波上の流れの抵抗に関し、その推定式が提案された。すなわち、剝離領域とそれ以外の領域における平均流のエネルギー損失機構について考察し、剝離領域においては、乱れ(剝離渦)の生成が連行を引き起こしているものと考えて、エネルギー散逸を評価するとともに、剝離領域以外においては河床の表面摩擦がエネルギー散逸の主因であると考えて、これを評価した後、階段状河床波上における流れの抵抗則を導いている。この抵抗則によれば、流れの抵抗は、波高水深比 d/h 、波形勾配 d/λ および剝離係数 α に依存する。
- (4) 上述の抵抗則を人工固定床実験や移動床実験における流れに適用した結果、これらの流れはこの抵抗則によって適切に評価されることが示された。さらに、抵抗則の一般性を検討するため、人工固定床の2次元 dunes 上の流れや機粗度上の流れに適用した結果、いずれの流れもこの抵抗則によって十分に評価されることが判明した。なお、以上の適用においては、いずれにおいても、式に含まれる係数 K 、および連行係数 E には、それぞれ $K=6$ 、 $E=0.08$ が用いられ、剝離係数 α には実験値が採用されている。

以上のような興味ある結果が得られたが、今後検討しなければならない問題点も数多く残されている。まず、せん断力分布の測定装置についてみると、送圧側の圧力タップの影響が受圧側の圧力分布に少なからず影響を及ぼしているような場合もあり、測定法に改良の余地が残されている。また、今回の実験においては、流速分布やせん断力分布に対する浸透流の影響などが無視できない面もあり、測定値そのものが、河床の条件に依存しているのではないかとの危惧もある。このような浸透流の影響について、これが無視できると、これはかなり大胆な仮定のもとに導かれている。ここで、使われた仮定の意味について、さらに検討が必要であり、また、逆連行現象とエネルギー散逸機構などについては何ら言質を与えていない。これも検討課題である。この抵抗則は、現時点においては剝離係数 α に依存する部分が大いなので、各種の流れにおいて剝離長がどのような機構で決定されるのかも検討しなければならない。

以上のように、本研究によって得られた結果は、十分にその発展性をもっている反面、今後検討すべき多くの問題点も含まれている。最後に、本研究は一部文部省科学研究費の補助を受けて行われたものである。また、実験その他において、京都大学防災研究所吉田義則技官、ならびに日本建設コンサルタント西本直史氏(当時、京都大学大学院学生)に御協力いただいた。ここに記して、感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 芦田和男・江頭進治・安東尚美：階段状河床波の発生機構と形状特性。京大防災研究所年報，27号B-2，1984，pp. 341-353.
- 2) 芦田和男・江頭進治・沢田豊明・西本直史：山地河道における階段状河床波の構造，京大防災研究所年報，28号B-2，1985，pp. 325-335.

- 3) 江頭進治・芦田和男・西本直史：階段状河床波と流砂の挙動，30回水理講演会論文集，1986，pp. 223-228.
- 4) 池内正幸・山田 正・村上良弘：溪流を模擬した開水路流れの水面形遷移と抵抗則に関する研究，1986，pp. 73-78.
- 5) 長谷川和義・藤田睦博：ステップ・プールに視点をのいた流れの抵抗，第30回水理講演会論文集，1986，pp. 79-84.
- 6) 椿東一郎：水理学Ⅱ，森北出版，1974，p. 223.
- 7) 芦田和男・田中祐一郎：移動床開水路の抵抗則に関する研究(1)，京大防災研究所年報，14号B，1971，pp. 299-310.
- 8) Raudkivi, A. J: Loose Boundary Hydraulics, Pergamon Press, 1967, pp. 206-208.
- 9) 芦田和男・江頭進治・西本直史：階段状河床波上における流砂機構，京大防災研究所年報，29号B-2，1986，pp. 377-390.
- 10) 芦田和男・藤田正治・向井 健：河床波上の粒子の運動機構，京大防災研究所年報，29号B-2，1986（投稿中）.
- 11) 足立昭平：固定床河川模型水路の人工粗度に関する研究，京都大学学位論文，1961，appendix 12-18.