

粘着性流路床の変動機構に関する
土砂水理学的研究

昭和52年11月

澤 井 健 二

粘着性流路床の変動機構に関する
土砂水理学的研究

昭和52年11月

澤 井 健 二

目 次

緒 論	1
第 1 章 2次元等流下における粘着性流路床の侵食機構	4
第 1 節 概 説	4
第 2 節 粘性土の受食性	4
第 3 節 粘土分を含有する砂れき床の侵食と流砂機構のモデル化	7
(1) 侵食速度	7
(2) 侵食形態および流砂量	9
第 4 節 ベントナイト・砂混合物による粘着性流路床の侵食実験	12
(1) 実験方法	12
(2) 実験結果ならびに考察	13
第 5 節 結 語	17
第 2 章 粘着性流路の横断面形状とその変動に関する解析	20
第 1 節 概 説	20
第 2 節 流路横断面内の掃流力分布	20
(1) 任意形状流路横断面内の掃流力算定モデル	20
(2) 正弦波状底面凹凸への適用	23
第 3 節 粘着性流路横断面変形過程の追跡理論	25
(1) 基礎方程式	25
(2) 底面凹凸の発達過程	26
a) 正弦波近似による解析解	27
b) 任意形状凹凸の変形と種々の擾乱の組み合わせ効果	31
c) リルの発生条件	35

(3) 流路横断面形状	35
a) 横断面変形過程の追跡	36
b) 平衡横断面形状	37
第4節 実験的検証	38
(1) 実験方法	38
(2) 実験結果ならびに考察	39
第5節 結 語	43
第3章 急勾配粘着性流路の3次元の変動過程	45
第1節 概 説	45
第2節 3次元位置測定用ポイントゲージの開発	45
(1) 測定原理	45
a) ポイントゲージの自動記録化	46
b) ゲージの3次元運動の円滑化	47
(2) 試作品とその精度	48
第3節 急勾配粘着性流路の変動に関する実験	51
(1) 実験方法	51
(2) 実験結果	52
第4節 急勾配粘着性流路の変動に関する考察	56
(1) 縦断形状に関する考察	56
(2) 平面形状に関する考察	59
(3) 流路の3次元の変動過程	62
第5節 結 語	65
第4章 裸地斜面における流路網の形成過程	67
第1節 概 説	67

第2節	裸地斜面における流路網の形成に関する実験	67
(1)	実験方法	67
(2)	実験結果ならびに考察	68
a)	概況	68
b)	流路配列	72
c)	流水抵抗および土砂流出特性	77
第3節	流路網の形成に関する確率的シミュレーション	80
(1)	シミュレーションの方法	81
(2)	シミュレーションの具体例	82
第4節	結語	86
第5章	斜面侵食による土砂流出	90
第1節	概説	90
第2節	宅造地のり面における侵食形態の現地調査	90
(1)	調査方法	90
(2)	調査結果	92
第3節	降雨資料に基づく斜面侵食量の検討	94
第4節	斜面侵食による流出土砂量の予測法	96
第5節	結語	97
	結論	99

緒 論

地表面を構成する土砂は、巨れきからコロイドに至るまできわめて広い粒度から成っており、またその種類や存在状態に応じて多様な工学的性質をもっている。このような土砂と水（とりわけ流水）との介在した力学現象を水理学的に究明する学問分野が土砂水理学であり、さらに流水中だけでなく、その境界面自体が土砂で構成されている流れを取り扱うものが、移動床水理学である。従来の移動床水理学は、主として非粘着性砂れき床を対象としてきたが、自然界に存在する土砂には、いくらかの粘着性物質が含まれており、非粘着性の砂れきとは非常に異なった侵食特性をもつことが少なくない。

たとえば、非粘着性砂れき床では、流水のもつ土砂輸送能力に見合うだけの土砂が、河床から容易に供給され、流砂量がその場所の水理量にほぼ対応するが、粘着性を有する流路床や裸地斜面では、耐食性が大きくて、流水のもつ土砂輸送能力に見合うだけの土砂が容易にはく離せず、流砂量は必ずしもその場所の水理量に対応しない。このことは、裸地斜面からの土砂流出や粘着性流路の変動機構を考える上で、きわめて重要なことからである。

また、非粘着性砂れき床では、砂れきのもつ安息角が河岸の形状を支配する大きな制約条件となるが、粘着性流路床では、そのような制約はなく、流路の縦断形状や横断形状にオーバーハングの見られることさえある。ことに、急勾配斜面には、しばしば階段状の流路が形成され、雨水流出や土砂流出特性に少なからぬ影響を及ぼしている。

一方、流路形態のもうひとつの側面である、平面形態について見れば、砂れき床における蛇行や網状流の変遷は、平均的にはほぼ同一の平面内での現象であるのに対し、粘着性流路床の蛇行には、下刻が伴い、穿入蛇行の形態を呈するようになる。

このように、粘着性流路床は、砂れき床とは異なった数々の特性をもつが、その粘着性は、おもに粘土以下の微細粒子の作用に起因するものである。これらの微細粒子は、流路床にあっては、その粘着力のために、大きな耐食性を有するが、ひとたび侵食を受けると、流水中に浮遊して、容易に沈降しなくなる。このことがまた、工学的に重大な意味をもっており、たとえば近年、環境問題のひとつとして注目されている、河川の濁りの原因は、微細な土砂の浮遊によることが多い。また、流水中の微細粒子の濃度が高まると、流れの力学的性質が変化する。このような微細な土砂、いわゆるウォッシュロード（wash load）の生産源をたどるとき、土工に伴う人為的要因や、山腹崩壊に加えて、のり面や河岸などにおける、いわゆる粘着性流路床の侵食が、見逃すことのできない要因となっている¹⁾。

さらに、粘性土地盤上に掘削された水路や、底泥の堆積した河川における河床変動など、粘着性流路床にかかわる問題は数多く、この方面の研究の進展が望まれている。これらの問題に関しては、従来、実用的な見地から、過去の経験と経済性に照らして、対処しているが、それに科学的根拠を与え、一般化を図っていくためには、土砂水理学的な見地から、現象を究明していく必要があるように思われる。

著者は、そのような観点から、この問題を解明するための基礎として、数年来、粘着性流路床の変動機構に関する研究を行ってきた^{2~5)}。本論文は、その過程における、現地調査や屋内実験ならびに理論解析を通して得られた研究成果を取りまとめたものであり、次の5つの章から成っている。

第1章では、粘着性流路床の変動機構を取り扱う上で基本となる、2次元等流下での侵食機構と流砂機構を明らかにする。すなわち、まず、粘性土の侵食特性に関して、主にベントナイトを用いた詳細な検討を行う。ついで、その特性に基づいて、粘土分を含有する流路床の侵食と流砂機構について、モデル化を行い、理論的な考察を展開して、非粘着性砂れき床との相違を明らかにするとともに、砂とベントナイトを用いた河床の侵食実験によってその検討を行う。

第2章では、側岸侵食性流路の水理量を支配するきわめて重要な因子としての、流路横断面形状について触れ、任意形状流路横断面内の掃流力分布算定モデルを提示するとともに、前章に示した粘着性流路床の侵食特性と組み合わせ、その変形過程の追跡理論を展開し、流路床に与えられた擾乱の発達・減衰の条件を明らかにして、シートフローからリルの発生する過程を理論的に導く。また、擾乱の発達・減衰の過程を明らかにし、平衡横断面形状を求める。さらに、これらの理論結果を、実験により検討する。

第3章では、急勾配粘着性流路の形状特性ならびにその変動過程について論じるが、その形状が3次的にきわめて複雑で、従来の手法では計測すら困難なことから、まず、その計測法を取り上げて、著者の開発した新しい3次元位置測定用ポイントゲージについて述べる。続いて、穿入蛇行や階段状の縦断形状など、この種の問題に特有の現象について、主として実験的な考察を行う。

第4章では、前章までに論じた個々の流路の変動特性に基づいて、裸地斜面における流路網の形成過程を論じるが、これは、次章に示す流出土砂量の予測法における、流路間隔の問題と関連づけられる。なお、この章では、実験的な考察に加えて、現象の不規則性に着目した確率的シミュレーションを行うが、このシミュレーションは、従来の静的かつ純数学的なものとは異なり、土砂水理学的な観点に基づいて、実験から得られたパラメータを用いつつ、流路網の時間的変化を追跡するものである。

第5章では、実際問題への適用として、斜面侵食による土砂流出の問題を取り上げ、まず、現地調査に基づいて、宅造地のり面における侵食状況の一例を示す。続いて、降雨資料に基づく、斜面侵食量の検討を行うとともに、前章までの結果を総合して、斜面侵食による流出土砂量の予測法を組み立てる。

最後に、本論文の研究成果を要約して結論としている。

参 考 文 献

- 1) Li, R. M., H. W. Shen and D. B. Simons: Mechanics of soil erosion by overland flow, Proc. of the 15th Congress, IAHR, Vol. 1, 1973.
- 2) 芦田和男・田中健二: 粘土分を含有する砂れき床の侵食と流砂機構に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B, 1974.
- 3) 芦田和男・田中健二: 裸地斜面における流路の形成過程に関する研究(1)一流路網の確率的シミュレーションを中心として — 同上, 第18号B, 1975.
- 4) 芦田和男・澤井健二: 同上(2), 一流路の横断面形状 — , 同上, 第19号B2, 1976.
- 5) 芦田和男・澤井健二: 同上(3), 一流路の3次元形状 — , 同上, 第20号B2, 1977.

第1章 2次元等流下における粘着性流路床の侵食機構

第1節 概 説

自然に形成される流れは、一般に複雑な形態をもち、場所的にも時間的にも決して一様でないが、最も単純な場合として、解析の基礎となるのは、2次元等流状態である。本章では、この2次元等流下での粘着性流路床の侵食機構に着目し、粘土分を含有する砂れき床の侵食速度、侵食形態および流砂量について、モデル化を行うとともに、砂とベントナイトの混合物を用いた侵食実験によって、それを検討する。また、それに先立って、ベントナイト自体の土質試験や侵食試験を中心に、粘性土の受食性について考察する。

第2節 粘性土の受食性

粘性土の受食性は、粘土含有率をはじめとする粒度分布や粘土の種類などの、土の固相の組成だけでなく、含水比や液体の化学組成、土の飽和度あるいは締め固め度、外力の履歴など、その存在状態によっても、大きく異なることが知られている^{1), 2)}。一般に、粘性土は砂質土に比べてはく離しにくいものと考えられているが、それは、厳密には、侵食が生じるか否かという外力の限界値を論じているのか、ある一定の外力の下での侵食速度を論じているのかを明確にしなければ、意味をなさない。比較の対象とする土の組み合わせによっては、粘性土の限界掃流力の方が砂質土のそれよりも小さいこともあり得るのである。

土の種類と存在状態を一定とすれば、侵食速度は掃流力と正の相関をもち、ある掃流力のところで、その値が急激に変化する。そのような掃流力を限界掃流力といい、土の耐食性を表す指標として重要である。この限界掃流力を、土のせん断強度や塑性指数、分散比など、種々のパラメータと結びつけようとした研究は数多いが^{3), 4)}、いまだ、一般化されるには至っていない。

一方、掃流力と侵食速度の関係については、Einsteinの掃流砂関数に類似した、Partheniadesの理論⁵⁾があるが、単位時間あたりの移動確率の求め方に問題がある。

以上のことから、現段階では、粘性土の受食性を正確に把握するには、各材料・各状態ごとに、侵食試験を行わざるを得ないようである。

著者は、代表的な粘土として、カオリンとベントナイト、また、実際の土壌の2・3の例として、

京都市西部の竹林跡，滋賀県野洲川の新放水路掘削部，茨城県鹿島の関東ローマ層における採取土の侵食試験を行ったが，単に，侵食速度の違いだけでなく，ベントナイトと他の土の間には，侵食形態にも若干の相違が認められた。すなわち，ベントナイトの侵食は，単一の粒子とまではいかないにしても，肉眼では識別できないほどのきわめて小さな規模で，徐々に進行するのに対し，他の土では，表面の耐食性が大きくて，限界掃流力がベントナイトよりも大きいにもかかわらず，それを上回る掃流力の下では，内部に破壊面ができて，間欠的に塊状のはく離を繰り返す。ベントナイトは，このほかにも，大きな活性度や膨潤性を有するなど，特殊な土として取り扱われているようであるが，侵食に関する上記の性質は，単なる規模の問題であり，どの土についても，それに応じた時間ならびに空間尺度で平均化すれば，同様に取り扱えるものと考えて，むしろ積極的にベントナイトを利用する。

本研究に用いたベントナイトは，市販の粉末状のもので，JISに準じて求めた粒径およびコンシステンシー指数は，表-1.1に示すとおりである。また，図-1.1は，含水比とせん断強度の関係を示したもので，せん断強度は，含水比60%に対しては一軸圧縮試験機，100%，200%，300%に対しては円錐型回転式粘度計を用いて，

表-1.1 ベントナイトの
粒径およびコンシステンシー

diameter (μ)		
d_{50}	d_{68}	d_{max}
0.6	2	48
consistency (%)		
LL	PL	PI
300	40	260
activity 3.8		

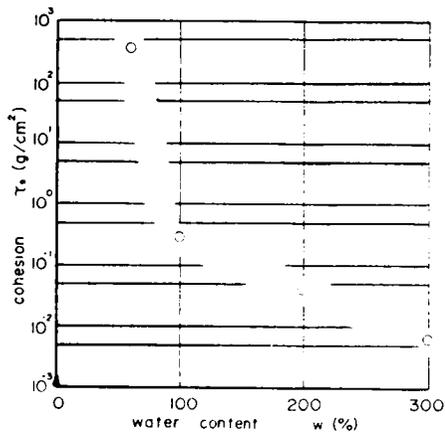


図-1.1 ベントナイトの
せん断強度

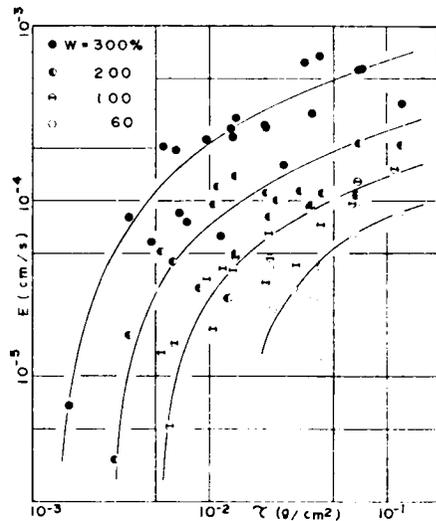


図-1.2 ベントナイトの
侵食速度と掃流力の関係

繰り返し直後に測定し、粘着力として表現した。このように、ベントナイトはその膨潤性のために、きわめて高い含水比までかなりの粘着力を発揮する。

粘土の受食性は、含水比だけでなく、繰り返し後の時間によっても変化するが、敷きならしの30分後に通水を開始した水路実験における、ベントナイトの侵食速度と掃流力の関係を示すと、図-1.2のようになる。実験に用いた水路は幅が20cmで、水路途中1mの長さにわたって深さ3mmの凹部を設け、そこにベントナイトを敷きならしている。通水は断続的に行い、通水中に水位を、停水時に河床位を測定した。流量が小さい場合には、はく離した粒子のうち比較的粗いものが、一部掃流形式で流れるが、ある程度以上の流量に対しては、はく離した粒子はすべて浮遊し、河床はほぼ一様に低下する。

実験範囲は、勾配1/400~1/25, 単位幅流量10~450cm³/sec/cm, 含水比60~300%であり、図中に示した実線は、含水比ごとに整理した、掃流力 τ と河床低下速度 E の平均的な関係である。この図からわかるように、含水比 w によって侵食速度は大きく異なり、また、先に述べたように、各含水比については、掃流力と侵食速度の間に明確な相関があって、しかも、ある掃流力以下では侵食速度が急減する。そこでこの掃流力を限界掃流力 τ_c と定義して、図-1.1に示したせん断強度 τ_s と比較すると、図-1.3のようになる。

液性限界付近では両者の差はそれほど大きくないが、含水比の減少に伴ってせん断強度が急激に増大し、とりわけ塑性限界の近傍においてそれが著しいのに対し、限界掃流力は、増加はするものの、せん断強度ほどにはそれが顕著でない。その結果、含水比60%では、両者の差は10,000倍以上にもなる。

図-1.4は、侵食速度 E と掃流力 τ を、摩擦速度 u_* と限界掃流力 τ_c でそれぞれ無次元化して表したもので、 τ/τ_c が1に近いところでは、掃流力の増加に伴って侵食速度が急増するが、 τ/τ_c が5程度を超えると、 E/u_* は含水比ご

とにはほぼ一定値を取るようになる。すなわち、掃流力の大きい範囲では、侵食速度は摩擦速度に比例する。これは、非粘着性砂れき床の掃流砂量が掃流力の大きい範囲で摩擦速度の3乗に比例することや、浮遊砂量がさらに高次のべき乗に比例することと比較すると、きわめて特徴的なことがらである。

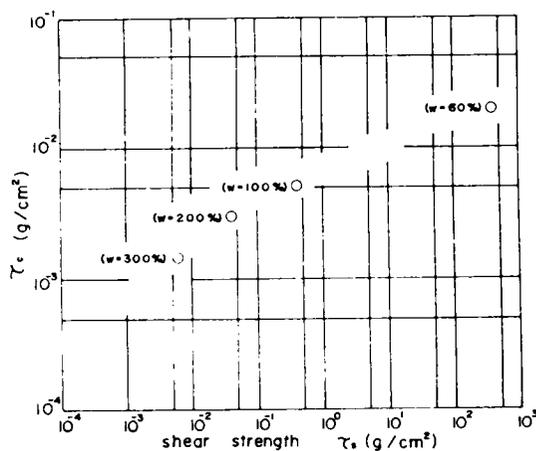


図-1.3 ベントナイトのせん断強度と限界掃流力の比較

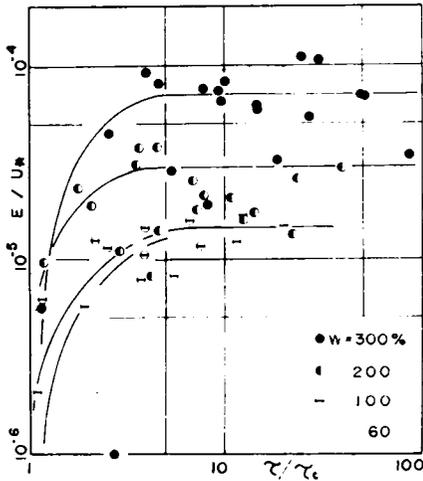


図-1.4 摩擦速度と限界掃流力で無次元化したベントナイトの侵食速度と掃流力の関係

トナイトが流水中へ溶脱していくためであり、粘性土一般の性質であるかどうかは疑わしい。実験に用いた、他の粘土では、表面が水流にさらされると、鏡面のように滑らかになり、限界掃流力以下の水流では、ほとんど侵食が生じない。また、流水中に鉄分などが含まれていると、粘土表面に薄い皮膜の形成されることもあり、電気化学的作用の絡み合った現象の複雑さを物語っている。

さらに、実験に用いた粘性土は厚さも薄く、特にベントナイトなどは粉末を練ったものであるから、ほぼ均質であるとみなされるが、実際の地表面に存在する土砂は、深さによって乾燥状態や応力履歴が異なり、耐食性も変化することがわかっている。また、比較的狭い地域内においても、土質は決して平面的に一様でなく、実際問題への適用を一層困難なものにしている。

第3節 粘土分を含有する砂れき床の侵食と流砂機構のモデル化

(1) 侵食速度

粘土分を含有する砂れき床の侵食は、それを構成する粘土分と砂れき分のはく離特性が異なるため、一体のものとして取り扱うことは困難である。事実、塊状のはく離が生じる場合を除けば、砂れきを取り囲む粘土分のは

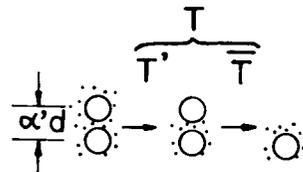


図-1.5 粘土分と砂れき粒子の交互のはく離
(d : 砂れき径, $\alpha \cdot d$: 粒子間隔)

く離と、砂れき粒子のはく離とが、交互に生じるから、図-1.5に示すように、ひとつの砂れき粒子のはく離過程に要する時間 T を、周囲の粘土が侵食されて砂れきが移動しやすい状態になる時間 T' と、そのような状態になったのち、実際に砂れきが移動するまでの時間 \bar{T} とに分割する。すなわち、

$$T = T' + \bar{T} \quad \dots\dots\dots (1.1)$$

である。ここに、「移動しやすい状態」とは、大きな外力さえ作用すれば、ほとんど瞬間的に粒子が移動するような状態のことである。厳密には、どのような状態においてどんなに大きな外力が作用しても、粒子のはく離が完結するには、ある程度の時間が必要であるが、その時間は、粒子の露出度によって異なるから、それをある基準によって分けるのである。

\bar{T} は、周囲の粘土がほとんど取れた状態において、砂れき粒子が移動するのに要する時間であるから、通常の砂れき床において、同じ位置から砂れきが飛び出す時間間隔にはほぼ等しいものと考えられる。これはすなわち、平衡状態の流砂機構における、単位時間の砂れきの移動確率 P_s の逆数であって、

$$\bar{T} = 1 / P_s \quad \dots\dots\dots (1.2)$$

となるが、 P_s は、平衡流砂量 \bar{q}_b と、

$$\bar{q}_b = P_s (1 - \lambda) \bar{l} d \quad \dots\dots\dots (1.3)$$

のような関係にあるので、式(1.2)および(1.3)より P_s を消去すれば、

$$\bar{T} = (1 - \lambda) \bar{l} d / \bar{q}_b \quad \dots\dots\dots (1.4)$$

となる。ここに、 λ は砂れき床の空げき率、 \bar{l} は砂れきの平均移動距離、 d は砂れきの直径である。また、平均移動距離は主として粒径によって決まり⁶⁾、

$$\bar{l} = A_L d \quad \dots\dots\dots (1.5)$$

と表される。ここに、 A_L は 10^2 程度の係数である。

通常の砂れき床では、ひとつの砂れきが移動しても、そのすぐ下に別の砂れきが露出しており、また、上流から流れてきた砂れきがそこに堆積することもあって、常に「移動しやすい状態」が保たれるわけであるが、粘土分を含有する砂れき床では、次の粒子が露出するまでに、かなりの時間が費やされる。これが T' であり、粘土のみの河床が d だけ低下する時間を T_c とし、係数 k_1 を導入して、

$$T' = k_1 T_c \quad \dots\dots\dots (1.6)$$

と表すことにする。 k_1 は、砂れきの存在が粘土の侵食に及ぼす効果、ならびに砂れきの存在間隔によって決まるもので、実験によって求めなければならない。 T_c は、粘土の侵食速度を E とすれば、

$$T_c = d / E \quad \dots\dots\dots (1.7)$$

であるが、 E の値は、前節に述べたように、粘土の種類や状態によって異なり、現在のところ、実験

的に求める以外に適当な方法がないようである。

式(1.5)、(1.7)をそれぞれ(1.4)、(1.6)に、さらにそれらを(1.1)に順次代入すれば、結局、

$$T = k_1 d / E + A_L (1 - \lambda) d^2 / \bar{q}_b \dots\dots\dots (1.8)$$

となり、砂れき粒子の存在間隔を $\alpha' d$ とすれば、粘土分を含有する砂れき床の侵食速度は、

$$\partial z / \partial t = \alpha' d / T = \alpha' / \{ k_1 / E + A_L (1 - \lambda) d / \bar{q}_b \} \dots\dots\dots (1.9)$$

となる。ここに、 z は河床面の高さ(境界面に垂直下向きが正)、 t は時間である。

先にも述べたように、粘土は砂に比べてはく離しにくいものと考えられているが、式(1.8)あるいは(1.9)の右辺の第1項と第2項、すなわち、式(1.1)における T' と \bar{T} の大小関係は、必ずしも一定でなく、粘土の種類や、砂れきの粒径のほか、掃流力の大きさにも依存する。なぜなら、粘土の侵食速度 E と砂れきの平衡流送量 \bar{q}_b とは、掃流力の変化に対する対応のしかたが異なるからである。

(2) 侵食形態および流砂量

侵食現象が、土砂のはく離と輸送の過程から成っており、粘性土においてははく離過程が、砂質土においては輸送過程が現象を支配することは、古くから指摘されてきたところである⁷⁾。これは、粘性土においては、流水中に含まれ得る土砂濃度が高い上に、その耐食力のために、流水のもつ輸送能力に達するだけの土砂が、容易に供給されないのに対し、砂質土では、粒子が常に「移動しやすい状態」にあり、流水中には、ほぼその輸送能力に見合うだけの土砂が含まれているからである。すなわち、砂れき床における流砂量が、流路長とは関係なく、各点の水理量に対応するのに対し、粘着性流路床の流砂量は、流路長に依存する。このことは、岩垣・土屋⁸⁾によっても指摘されており、一樣流による土のはく離量は、斜面の長さとともにほぼ直線的に増大することが見いだされている。

一方、自然斜面に対するUSDA⁹⁾などの土壌流亡式によれば、単位面積あたりの流出土砂量が斜面長の0.5乗に比例し、斜面全体からの流出土砂量は斜面長の1.5乗に比例して増大するが、これは、斜面長の増加に伴う流量増加に起因するものであろう。河村¹⁰⁾は、これと類似の関係を解析的に導いているが、その基礎となっているのは流砂量式であり、砂れき床の取り扱い法になっている。

ところで、粘着性流路床において、水理条件が流下方向に一定の場合、流路長の増加に伴って流砂量がどこまでも増大するとは考えられず、ある限界が存在するものと思われる。そこで著者は、粘着性流路床の流砂機構について、次のようなモデル化を行い、流路長と流砂量の関係について考察する。なお、本研究でいう粘着性流路とは、土質力学的分類でいう粘性土に限らず、砂質土であっても、い

くぶんかの粘土分のために、砂れきとは異なった侵食特性をもつ材料から成る流路のことであり、決してまれなものではない。

さて、粘土分を含んだ砂れき床が侵食されると、砂れき分は河床と流水の間を往復しながら徐々に流下するが、粘土分はほとんど水流と一体となって、ただちに流下してしまう。したがって、流砂現象を侵食と堆積の過程に分けて考えた場合、それらの過程における土砂の構成成分は異っており、その結果、河床面は、まだく離していないものとの混合物の露出部と、いったん侵食されたのち、輸送の過程で堆積している砂れきの被覆部とで、異なった性質をもつようになる。

図-1.6は、そのような流路の流下方向の微小区間における土砂収支を、模式的に表現したもので、底面における、粘土分を含有した土砂の部分領域Ⅰ、輸送過程にあるく離した砂れきの部分を領域Ⅱとし、後者の面積割合を p とおいている。底面の単位面積から単位時間に侵食される砂れきのうち、領域Ⅰからのものを E_1 、領域Ⅱからのものを E_2 、また堆積量を D とすれば、 E_2 と D はほぼつり合うから、流砂の連続式は、

$$\partial q_b / \partial x = E_1 + E_2 - D \approx E_1 \quad \dots\dots\dots (1.10)$$

となる。ここに q_b は粘土分を除外した単位幅流砂量、 x は流下方向の距離である。

通常の砂れき床では E_1 がないから、 E_2 と D を等置したのでは、流砂の非平衡を論じることができないが、ここで対象とする非平衡は E_1 に基づくものであって、それに比べて $(E_2 - D)$ が十分に小さいという意味で、この項を省略したのである。また、ここでは、侵食の進行に伴う河床面の低下以外は、時間的変化を考えない。

さて、領域Ⅰについての、単位面積・単位時間あたりの砂れきの侵食量を \bar{E}_1 とすれば、

$$E_1 = \bar{E}_1 (1 - p) \quad \dots\dots\dots (1.11)$$

と表されるが、堆積物の被覆割合 p と堆積量 D の間には正の相関があり、それを比例関係で表現すれば、

$$p = D / \bar{D} \quad \dots\dots\dots (1.12)$$

となる。ここに、 \bar{D} は平衡状態における堆積量である。

ところで堆積量 D は流砂量 q_b に比例し、砂れきの1ステップの平均移動距離 l に逆比例するから、平衡状態におけるそれらを \bar{q}_b および \bar{l} とし、さらに $\bar{q}_b l / \bar{l}$ を q_b' と書けば、式(1.12)は、

$$p = (q_b / \bar{q}_b) \cdot (\bar{l} / l) = q_b / q_b' \quad \dots\dots\dots (1.13)$$

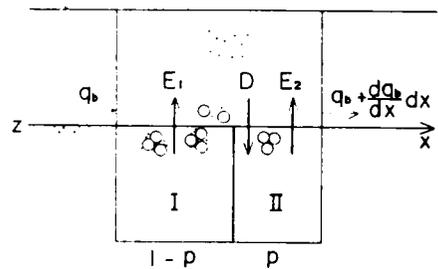


図-1.6 粘土分を含有する砂れき床の土砂収支

となり、これを式(1.11)に代入すると、

$$\partial q_b / \partial x = \bar{E}_1 (1 - q_b / q_b') \quad \dots\dots\dots (1.14)$$

となる。流下方向に掃流力が一定の場合には、ある範囲において、 q_b' や \bar{E}_1 もほぼ一定となり、式(1.14)は容易に積分できて、

$$(q_b' - q_b) / (q_b' - q_{b0}) = \exp \{ -\bar{E}_1 (x - x_0) / q_b' \} \quad \dots\dots\dots (1.15)$$

となる。ここに、 q_{b0} は、 $x = x_0$ における流砂量である。

一方、侵食に伴う河床低下は、流砂の連続式より、

$$\partial z / \partial t = (\partial q_b / \partial x) / (1 - \lambda') \quad \dots\dots\dots (1.16)$$

であるから、式(1.14)を用いれば、

$$\partial z / \partial t = \bar{E}_1 (1 - q_b / q_b') / (1 - \lambda') \quad \dots\dots\dots (1.17)$$

となり、また、式(1.15)の条件に対しては、

$$\partial z / \partial t = \bar{E}_1 (1 - q_{b0} / q_b') \exp \{ -\bar{E}_1 (x - x_0) / q_b' \} / (1 - \lambda') \quad \dots\dots (1.18)$$

となる。ここに、 z は河床面の高さ、 λ' は河床面における砂れきの空けき率で、粘土分は空けきの一部とみなしている。

式(1.15)および(1.18)は、いずれも流下距離とともに現象がある状態へ指数関数的に漸近するという性質を表しているが、その前提となる、 t や \bar{E}_1 が一定という条件の適用範囲については、検討を要する。なぜなら、たとえば、堆積砂れきがほとんどない場合と、逆にほぼ河床の全面を覆っている場合とでは、摩擦係数や遮蔽係数がかかなり異なるものと考えられるからである。しかも、砂れきの被覆割合の増加と、それらの係数の増加とは、互いに他を促進し合うので、比較的小さなある値 $p = \bar{p}$ において、侵食量 \bar{E}_1 が急減するであろう。そして、このときの流砂量が平衡流砂量 \bar{q}_b に対応する。

以上のことから、粘土分を含有する砂れき床における、掃流力が一定の場合の、流砂量と侵食速度の距離的变化は、近似的に次のようにモデル化される。

$$\begin{aligned} \partial q_b / \partial x = \bar{E}_1, \quad \partial z / \partial t = \bar{E}_1 / (1 - \lambda') & \quad (\text{for } x < \bar{x}) \quad \dots\dots\dots (1.19) \\ q_b = \bar{q}_b, \quad \partial z / \partial t = 0 & \quad (\text{for } x > \bar{x}) \end{aligned}$$

ここに、

$$\bar{x} - x_0 = (\bar{q}_b - q_{b0}) / \bar{E}_1 \quad \dots\dots\dots (1.20)$$

である。図-1.7は、これらの関係を模式的に表したものである。式(1.19)の侵食速度を時間で積分すれば、河床形状が求まり、 $x = \bar{x}$ よりも上流では、ほぼ平行に河床が低下し、 $x = \bar{x}$ において、それが急に止まることになる。このように、粘着性流路床としての特徴が現れるのは、平衡流砂量に

達するまでの区間であり、それよりも下流では、通常の砂れき床と本質的な差異はない。

掃流力が増加すれば、 \bar{q}_b 、 \bar{E}_1 とも増加するが、前節に述べたように、粘性土の侵食速度に比べて、砂れきの流送能力の方が鋭敏に変化すれば、式(1.20)より、 \bar{x} も掃流力と正の相関をもつことになる。

流下方向に掃流力が増加する場合には、必ずしもある一点を境にして、それよりも上流が粘着性流路床としての区間、下流が通常の砂れき床としての区間というわけにはいかず、各点における流水のもつ土砂輸送能力(すなわち平衡流砂量)が、実際の流砂量を上回っているか否かによって、どちらの区間に属するかを判別するのが妥当であろう¹¹⁾。すなわち、流砂能力が流砂量を上回っている場合には、侵食速度を掃流力に対応させ、その累加として流砂量を求めるのである。これは、通常の砂れき床の変動解析において、流砂量を掃流力に対応させ、その流下方向への変化率として侵食速度を求めることと、きわめて対照的である。

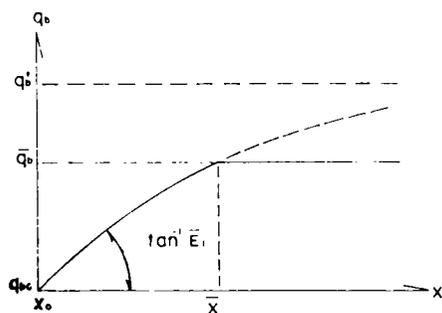


図-1.7 粘土分を含有する砂れき床の流砂量と侵食速度 (模式図)

第4節 ベントナイト・砂混合物による粘着性流路床の侵食実験

(1) 実験方法

著者は、粘着性流路床の侵食と流砂機構を、できるだけ単純化した形で抽出するために、砂れき材料として平均粒径 1mm 、 $\sqrt{d_{84}/d_{16}} = 1.14$ の一様砂、粘着性材料としてベントナイトを用いた水路実験を行った。第2節で述べたように、ベントナイトはきわめて活性度の大きな粘土で、前に示した諸点のほかに、ごく少量で粘着性の効果を発揮できることや、透水現象をほぼ除外できることなど、実験材料として、多くの利点がある。

水路は幅 20cm 、長さ 16m 、勾配 $1/100$ で、砂とベントナイトの混合物を 3.1cm の厚さで所定の長さにならって敷き、その前後には、同じ高さに砂をニスづけしている。

表-1.2に示すように、実験は2つのシリーズから成っており、Series I は流量 q を一定にして流路長(移動床区間の長さ) L を変えたもの、Series II は流路長 L を一定にして流量 q を変えたものである。そしてどちらのシリーズも、粘土含有率を 0% 、 5% 、 10% の3種類ずつ変化させている。表-1.3は、それぞれの粘土含有率に対する、練り混ぜ時の各成分の比率を表したもので、 w は

表- 1.2 実験条件

Series No.	discharge q (cm ² /s)	length L (m)
I	71	1.6, 3.6, 6.6, 13.8
II	9.5, 16.5, 27, 44, 71	3.6

表- 1.3 実験材料

	definition	%			
clay content	$W_c/(W_s+W_c)$	0	5	10	
porosity	λ	$1-(V_s+V_c)/V_t$	40	42	45
	λ'	$1-V_s/V_t$	40	45	52
water content	w	$W_w/(W_s+W_c)$	29	27	32
	w'	W_w/W_c	∞	540	320

W : weight V : volume s : sand c : clay w : water t : total

土砂全体としての含水比, w' は砂分を除外した粘土の部分だけの含水比であるが, 侵食現象において重要な因子となるのは後者である。

通水時間はいずれも 30 分で, 下流端で 5 分おきに 1 分間ずつ, 砂分だけを採取した。また, 停水後, 底面の縦断測定を行っている。

(2) 実験結果ならびに考察

図- 1.8 および図- 1.9 は, 各通水における, 下流端流砂量の時間的变化を示したものである。Series I の clay 0% - $L = 1.6$ m のものを除けば, 流砂量 q_b の時間的变化は顕著でないで, 30 分間の平均値をもってそれぞれの通水に対する流砂量とする。clay 0% - $L = 1.6$ m において流砂量が時間とともに急減しているのは, 次の図- 1.10 に見られるように河床勾配が減少したためであり, この条件に対する流砂量 q_b は, 初期の値を採用する。

図- 1.10 および図- 1.11 は, 30 分後の河床低下量を示したものである。Series II の clay 5% - $q = 4.4$ cm²/sec は, 粘土分を含んでいて流量もそれほど大きくないにもかかわらず, 上流で激しく洗掘が生じており, 異常な現象であると考えられるので, 以下の考察では除外することにする。これらの図からわかるように, 砂河床では上流部の激しい洗掘が短区間で急速に緩和され, 少し下流からはほとんど低下していないのに対し, 混合河床では, 緩慢にはあるが, かなり長い区間にわた

ってほぼ平行に低下が生じ、ある距離 \bar{x} においてそれが急に止まっている。

図-1.12 は流路長 $x (=L)$ と流砂量 q_b の関係を示したもので、砂河床の場合は流路長による流砂量の差異がほとんどないが、混合河床の場合は流路長が短い間は流砂量がほぼ直線的に増加し、それがある値に達するとほとんど増加しなくなっている。そして、その値は粘土含有率によらずほぼ一定である。また、当然のことであるが、それに対応する流路長は、上に述べた \bar{x} と一致する。

なお観察によれば、混合河床においては、上流でははく離した土砂はほとんど存在せず、下流へ行くにしたがってその面積割合 p が増加するが、既に河床低下の止まっている領域に至っても、それが底面全体を覆うことはなく、あたかも固定床の上に砂をまき散らしたかのような状態を呈している。

図-1.13 は、流路長を一定として、流量 q と流砂量 q_b の関係を示したもので、砂河床の場合と粘土を含有する場合とは、流量の小さい範囲ではそれほど差はないが、流量が大きくなると、前者では q_b が q にほぼ比例して増加するのに対し、後者ではそれほど増加せず、両者の差異は大きくなる。したがって、流量の小さい範囲では、混合河床の流砂量がもっと短い流路長で既に平衡流砂量

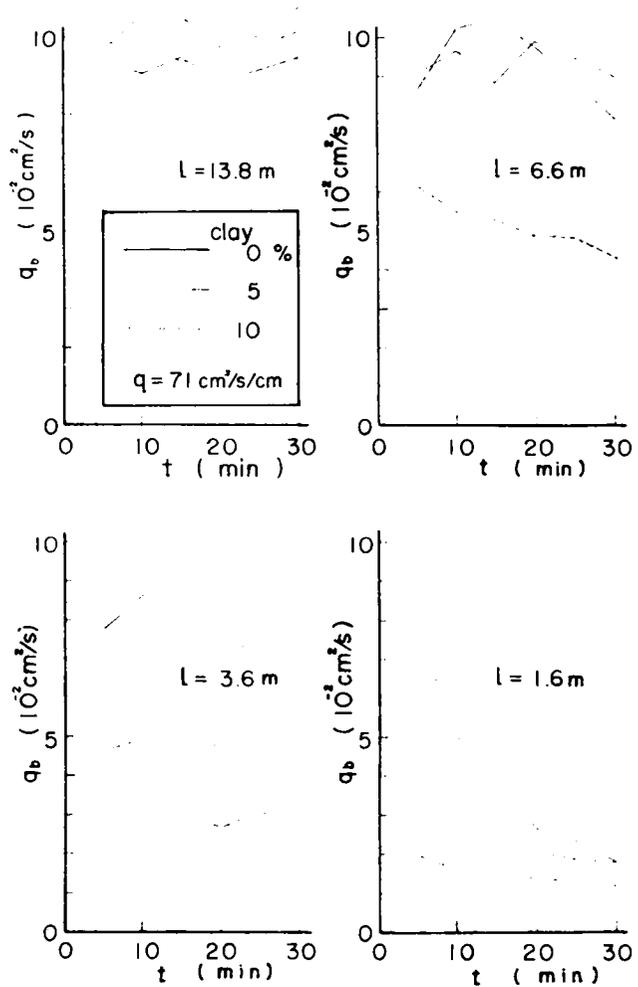


図-1.8 流出土砂量の時間的变化 (Series I)

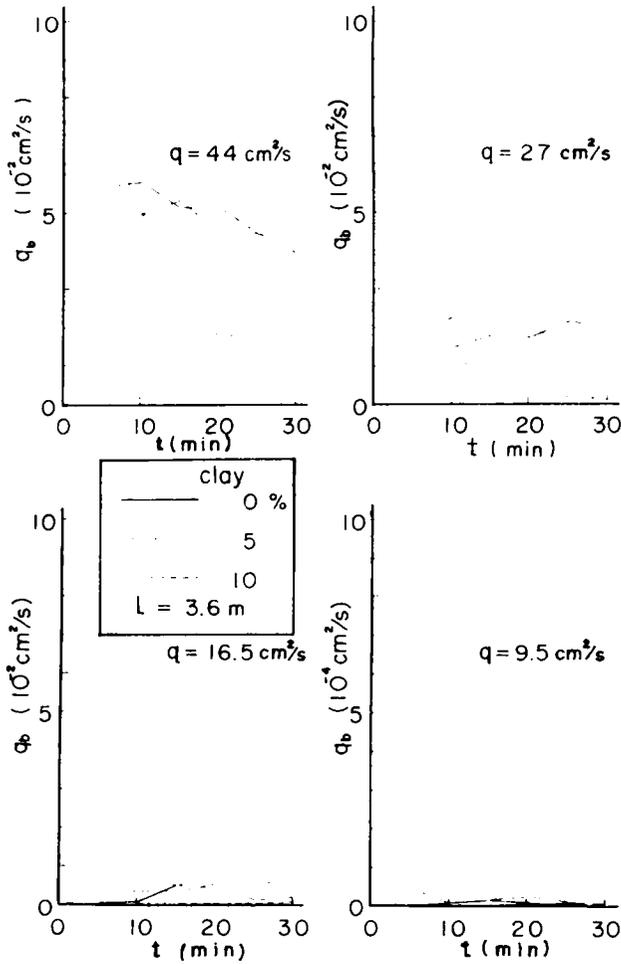


図-1.9 流出土砂量の
時間的变化 (Series I)

$= 100$, $\alpha' = 1$ とされている。

例1は、掃流力が大きくて、粘土分さえ侵食されれば、砂粒子はきわめて容易に離脱し、かなり活発な流砂が存在する場合、例2は、砂分の限界掃流力に近くて、砂粒の離脱に要する時間が、粘土分の侵食時間よりもはるかに長くなっている場合である。これらの例において、各侵食時間を比較すると、いずれも、

に達しているが、流量が大きくなると、このような流路長ではまだ平衡状態に達していないものと考えられる。すなわち、平衡状態の現れる流路長 \bar{x} は、流量あるいは掃流力と正の相関をもっている。

以上の実験事実は、前節の(2)において述べたモデルにより、十分に説明されるものである。

次に、粘土・砂混合物の侵食速度について、本節の実験において得られた混合河床の低下速度、砂河床の平衡流砂量、ならびに、第2節の実験において得られた粘土の侵食速度の実測値から、前節の(1)に述べたモデルを検討してみよう。表-1.4は、2組のデータについて、前記のモデルの T , \bar{T} , T_c を計算したものである。ただし、ベントナイトの侵食速度は、本節の実験と同じ掃流力に対する、含水比300%の場合の値を、前節の図-1.2から求めた。また、 A_L

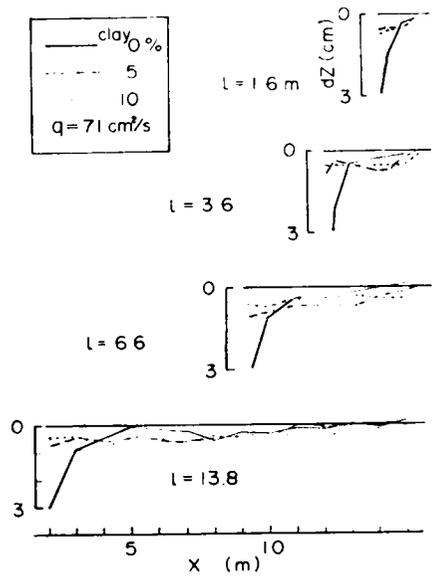


図-1.10 通水後の河床
縦断形状 (Series I)

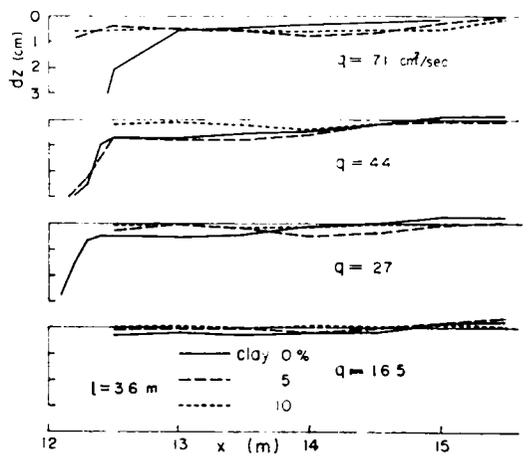


図-1.11 通水後の河床
縦断形状 (Series II)

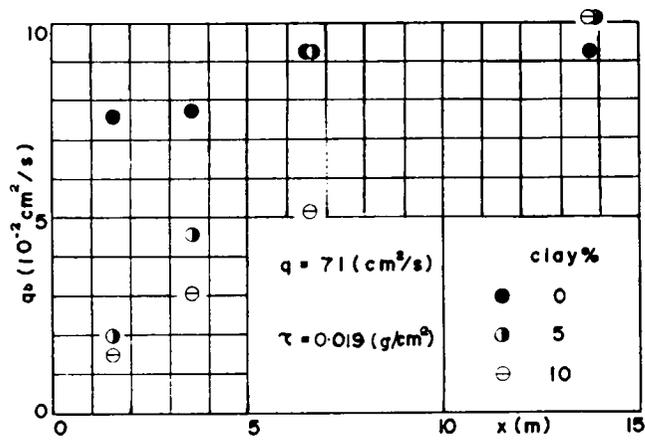


図-1.12 流路長と流砂量
の関係 (Series I)

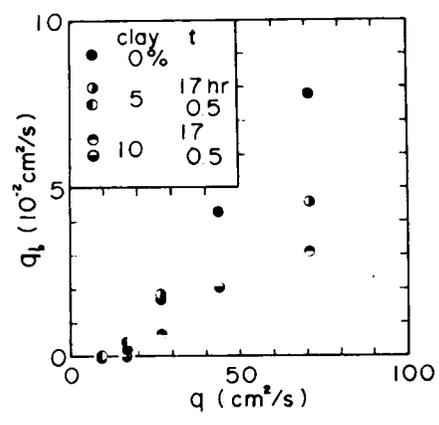


図-1.13 流量と流砂量
の関係 (Series II, t
は敷きならし後の時間)

表-1.4 粘土・砂混合物の各成分のはく離時間の比較による侵食速度の検討

	q (cm^3/sec)	T (sec)	T_c (sec)	T (sec)
Exp. 1	71	6.5	375	383
Exp. 2	16.5	1600	495	2083

$$T = \bar{T} + T_c \quad \dots\dots\dots (1.21)$$

が成り立っており、前節の式(1.1)あるいは(1.6)を用いれば、

$$T' = T_c \quad \dots\dots\dots (1.22)$$

すなわち、

$$k_1 = 1 \quad \dots\dots\dots (1.23)$$

が得られる。これらの関係については、さらに検討を要するが、このように非常に異なった掃流力をもつ2つの例において、共通の結果が得られたことから、式(1.21)～(1.

23)は、かなり広範囲にわたって成立するものと考えられる。

なお、粒径1mmの砂の移動限界摩擦速度は約2.3cm/sec、含水比300%のベントナイトの侵食限界摩擦速度は約1.2cm/secであり、ベントナイトは、粒径1mmの砂に比べて、大きな掃流力のもとでの侵食抵抗は大きい(侵食速度が小さい)が、限界掃流力はずっと小さいのである。

第5節 結 語

本章では、次章以下の展開の基礎として、最も単純な流れである2次元等流下での粘性性流路床の侵食機構に着目し、粘土分を含有する砂れき床の侵食速度、侵食形態および流砂量について、モデル化を行うとともに、砂とベントナイトの混合物を用いた侵食実験によって、それを検討した。また、それに先立って、ベントナイト自体の土質試験や侵食試験を中心に、粘性土の受食性について考察した。

得られた結果を要約すると、次のようである。

粘性土の受食性は、土の種類や存在状態によって大きく異なり、その指標として、従来様々なパラメータが提案されているが、なお不十分で、各材料・各状態ごとに侵食試験を行わざるを得ないのが現状である。

粘土の侵食速度は、掃流力と正の相関をもち、ある掃流力以下ではそれが急減する。この掃流力を限界掃流力と称するが、ベントナイトでは、 τ/τ_c が5程度を超えると、 E/u_* は含水比ごとにほぼ一定値を取ることが、実験的に明らかにされた。

粘土分を含有する砂れき床において、個々の砂れきの侵食の過程を、周囲の粘土がはく離して砂れ

きが移動しやすい状態になる過程と、そのような状態になったのち、実際に砂れきが移動するまでの過程とに分けることによって、その侵食速度を、粘土の侵食速度と砂れき床の平衡流砂量から求めるモデルを考案し、式中の係数を、実験によって定めることができた。

流砂量が流水のもつ土砂輸送能力に満たない場合には、侵食が進行するが、その速度は掃流力と流路床材料によって決まり、流砂量そのものにはあまり影響されない。その結果、掃流力が一定の場合には、平衡流砂量に達するまで流路床はほぼ平行に低下し、流砂量は距離に比例して増加する。平衡流砂量に達したのちの区間は、通常の砂れき床と本質的な差異はない。粘着性流路床としての特徴を有する区間長は、掃流力と正の相関をもつ。

通常の砂れき床の変動解析においては、流砂量を掃流力に対応させ、その流下方向への変化率として侵食速度を求めるが、粘着性流路床では、侵食速度を掃流力に対応させ、その累加として流砂量を求めるのが妥当である。

以上のことから、多くの仮定や近似に基づいて導かれたものであるが、砂・ベントナイト混合物を用いて行った水路実験の結果とよく対応することが確かめられた。

参 考 文 献

- 1) 田中 茂：急斜面土壤浸蝕の機構に就て，土木学会誌，第33巻，4号，1948.
- 2) Task Committee on Erosion of Cohesive Materials：Erosion of cohesive sediments, Proc. of ASCE, Vol. 94, No. HY4, 1968.
- 3) Dunn, Irving S.：Tractive resistance of cohesive channels, Proc. of ASCE, Vol. 85, No. SM3, 1959.
- 4) Smerdon, E. T. and Beasley, R. P.：Tractive force theory applied to stability of open channels in cohesive soils, Research Bulletin No. 715, Agricultural Experiment Station, Univ. of Missouri, Columbia, Mo., 1959.
- 5) Partheniades, E.：Erosion and Deposition of Cohesive Materials, River Mechanics, Vol. 1, ed. by H. W. Shen, 1971.
- 6) 矢野勝正・土屋義人・道上正規：砂れきの流送機構の確率過程としての特性について，京都大学防災研究所年報，第11号B，1968.
- 7) Ellison, W. D.：Soil erosion studies, Agricultural Engineering, 1947.

- 8) 岩垣雄一・土屋義人：雨水流による土砂の剝離と輸送について，土木学会論文集，第51号，1957.
- 9) Agricultural Research Service, USDA : A universal equation for predicting rainfall-erosion losses, ARS22-66, 1961.
- 10) Komura, S. : Hydraulics of slope erosion by overland flow, Proc. of ASCE, Vol. 102, No. HY10, 1976.
- 11) Meyer, L. D. and Wischmeier, W. H. : Mathematical simulation of the process of soil erosion by water, Trans. of ASAE, 1969.

第2章 粘着性流路の横断面形状とその変動に関する解析

第1節 概 説

一般に固定床開水路流れでは、流量と流路形状とが独立に与えられるが、移動床流れでは、流路形状自体が水理条件によって支配され、ある平衡条件を満たしていなければ、変形する。このような流路の変動過程を理論的に解明するには、流路境界面における、土砂収支の分布を詳細に求めることが必要である。

流路形状には、平面形状、縦断形状、横断形状など、種々の側面があり、それらは決して独立ではないが、本章では、水流に対する応答速度の比較的速い、横断面形状に限定して、理論を展開する。したがって、流れは等流とし、流下方向の変化は考えない。

前章に示したように、粘着性流路では、侵食速度が掃流力に対応する。そこで、次節では、まず流路横断面内の掃流力分布について触れ、続いて、それに基づいて、流路横断面変形過程の追跡理論を展開する。

第2節 流路横断面内の掃流力分布

(1) 任意形状流路横断面内の掃流力算定モデル

流路境界面に作用するせん断力、すなわち掃流力を求めるには、境界面近傍における流速分布（とりわけ流速勾配）を知ればよい¹⁾。ところが、任意形状流路横断面内の流速分布を正確に求めることは、きわめて困難で、実際的でない。

一方、等流における断面平均掃流力が、水面でのせん断力を省略した力のつり合い条件（ $\rho g A I = \bar{\tau} s$ ）より、

$$\bar{\tau} = \rho g (A/s) I = \rho g R I \quad \dots (2.1)$$

となるのと同様に、せん断力の働かない面で断面を分割することができれば、そのような分割線にはさまれた流体塊に作用する重力の流下方向成分は、壁面せん断力すなわち掃流力のみによって受け持たれるから、

$$\tau = \rho g (dA/ds) I = \rho g r I \quad \dots (2.2)$$

となる。ここに、 τ は掃流力、 ρ は密度、 g は重力加速度、 I は勾配、 A は断面積、 s は潤辺長、 R

は径深、 $r (= dA/ds)$ は分割された面積の潤辺に沿う変化率で、いわば、局所的な径深に相当するものである。

ところで、流体中のある面に作用するせん断力は、その面を通して出入する流体粒子の運動量交換の非対称性に起因するから、流速分布が対称になるような面を介しては、せん断力は働かない。厳密な意味でそのような面が存在することはきわめてまれであるが、等流速面に直交するような面の近傍では、局所的に流速分布が対称となるから、せん断力が小さくなるであろう。そこで、せん断力の原因が流速勾配にあるものとして、図-2.1 に示すように、流速勾配の存在しない面、すなわち、等流速線の直截線によって、断面を分割すれば、式(2.2)が近似的に成り立つことになる²⁾。

任意の形状をもつ断面において、等流速線を求めることはきわめて困難であるので、通常は断面を鉛直線で分割し、局部水深 h と壁面の傾き θ を用いて、

$$\tau = \rho g h^2 l \cos \theta \quad \dots (2.3)$$

と近似されるが、それでは鉛直な側岸の掃流力が評価できず、また、底面においても、曲率の大小にかかわらず、常に深部の掃流力が大きくなって不合理である。そこで、式(2.2)と、流速分布に関する壁法則を連立させることによって、掃流力分布を求めてみよう。

まず、掃流力分布の第0近似として、摩擦速度を壁面(側岸と底面を区別せずに総称したもの)で同様におけば、壁法則により、断面内の各点の流速は、壁面からの距離によって決定されることになる。すなわち、断面内の等流速線の第1近似として、壁面からの等距離線が得られる。次に、この等距離線群に対する直截線によって断面を分割すれば、式(2.2)によって掃流力分布が求まる。さらにその掃流力分布に対して壁法則を適用すれば、流速分布の第2近似が得られるが、掃流力が不均一な場では2次流の存在が無視できず³⁾、壁法則自体の精度が問題となるので、これ以上の展開は行わない。

ところで、壁面からの等距離線に対する直截線は、壁面上の同一の点を最短距離とするような点の集合にはかならないから、壁面にたてた内向き法線の一部となる。すなわち、図-2.2 に示すように、断面内の法線上に、壁面上の2つ以上の点を最短距離とするような点(等距離分割点)がある場合には、その点まで、また、そのような点がない場合には、自由水面までの部分である。この法線分の長さ

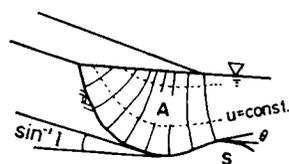


図-2.1 等流速線の直截線群による断面分割

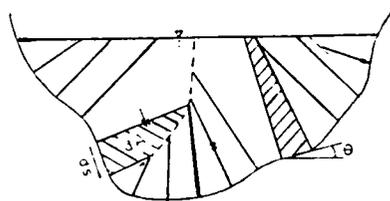


図-2.2 壁面の法線群による断面分割

を l とすれば、

$$\tau = dA/ds = \{ 1 - (l/2) d\theta/ds \} l = (1 - \kappa l/2) l \quad \dots (2.4)$$

となる。ここに、 κ は壁面の曲率である。

これを式 (2.2) に代入し、式 (2.1) との比をとれば、

$$\tau/\bar{\tau} = (1 - \kappa l/2) l/R \quad \dots (2.5)$$

となり、ある程度の平均操作を加えることによって、任意形状流路横断面内の壁面全体にわたる掃流力分布を、図解的に求めることが可能となる。

式 (2.5) は、本章における理論展開の根幹をなすものであり、直接的な検証のなされることが望ましいが、現段階では、たとえば正弦波のような波状断面をもつ水路上の掃流力分布を直接に測定することはむずかしく、比較的単純な事例について直接的な検証が行えるほかは、この式の誘導過程、式のもつ定性的特徴、この式を用いて導かれる結果と実際現象との対応など、種々の側面から間接的な検証を行わざるを得ないであろう。

図-2.3 は、幅・水深比が約3の円弧断面について、式 (2.3) と式 (2.5) から求めた掃流力分布を、断面平均値に対する比で表示し、流速分布の実測値から求めた掃流力⁴⁾と比較したもので、式 (2.5) は式 (2.3) よりもかなり精度の良いことがわかる。もちろん、断面平均値はどちらの式においても、式 (2.1) に示したものと一致する。すなわち、

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= \frac{1}{s} \int_0^s \rho g \frac{dA}{ds} l ds \\ &= \frac{1}{s} \int_0^B \rho g h' l \cos \theta \frac{ds}{dx} dx \\ &= \frac{\rho g A l}{s} = \rho g R l \quad \dots (2.6) \end{aligned}$$

である。ここに、 B は流路幅である。

また、式 (2.5) では、曲率の存在によって、壁面の凸部における掃流力の集中や、凹部における遮蔽効果が表現されており、式 (2.3) に見られた不合理は解消する

式 (2.5) における l は、壁面上の各点をもつ影響圏の長さに相当し、一般には、図解法または数値解法によって、壁面からの等距離分割点を見いださなければ求まらないが、特に、等距離分割線 (

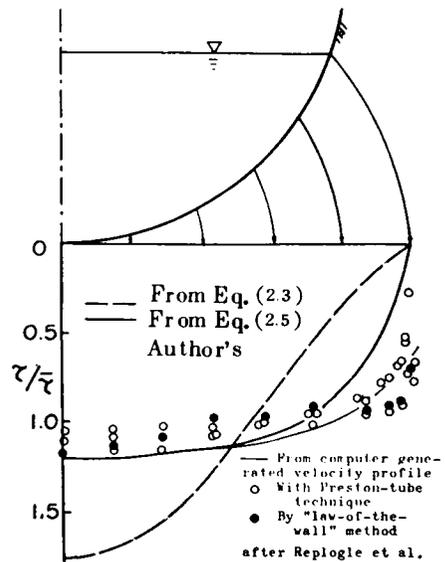


図-2.3 円弧断面における掃流力分布

等距離分割点の集合)が断面内に存在しない(法線群が断面内で交錯せずに水面と交わる)か、または鉛直(たとえば、左右対称断面の中心軸)の場合には、容易に数式で表現することができ、次のようになる。

$$l = \min \{ (H_0 - y) \cdot \sec \theta, (x - x_0) \cdot \operatorname{cosec} \theta \} \quad \dots (2.7)$$

ここに、 x, y は壁面の座標、 H_0 は水位、 x_0 は等距離分割線の x 座標である。ただし、等距離分割線が存在しない場合には、第1項をとるものとし、また、横断方向に水位は一定とする。式(2.7)を式(2.5)に代入し、諸量のある長さ h_0 で基準化したものを、記号で表せば、

$$\frac{\tau}{\rho g h_0 I} = \left\{ 1 + \left(\frac{dy'}{dx'} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{d^2 y'}{dx'^2} F' \right\} F' / \sqrt{1 + \left(\frac{dh'}{dx'} \right)^2},$$

$$F' = \min \left\{ H'_0 - y', (x' - x'_0) \frac{dx'}{dy'} \right\} \quad \dots (2.8)$$

となる。 $dy'/dx', d^2y'/dx'^2$ がともに小さい場合には、式(2.8)は式(2.3)と一致する。

さらに、あとで述べるように、粘着性流路床における横断方向底面凹凸の発達・減衰や、平衡横断面など、本モデルを用いて導かれる種々の結果は、実験事実によく適合する。

したがって、式(2.5)に示した掃流力算定法は、本論文における適用範囲内では、かなりの妥当性を有するものと判断されるが、今後、より直接的な検証を加えるとともに、適用範囲を広げるため、2次流の効果や、不等流の影響をも導入していきたいと考えている。

(2) 正弦波状底面凹凸への適用

ここで、次節への準備として、横断方向に正弦波状の凹凸を有する流路底面の掃流力分布を求めてみよう。図-2.4に示すような座標軸をとり、底面形状を

$$\eta = a \sin(2\pi\xi/L) \quad \dots (2.9)$$

と表すことにする。ここに、 (ξ, η) は変曲点を原点とする壁面の座標、 L は波長(うね間隔)

a は振幅(半波高)である。

断面内に等距離分割線が存在するか否かは水位

によって異なるが、正弦波の場合には、たとえそれが存在しても、最深部を通る鉛直線上にあるから、式(2.8)によって掃流力分布を求めることができ、 h_0 として平均水深 H を用いれば、

$$\frac{\tau}{\rho g H I} = \frac{\{ 1 + \delta^2 \cos^2 \varphi + (\delta^2 / 2a) \sin \varphi \cdot F' \} \cdot F'}{\sqrt{1 + \delta^2 \cos^2 \varphi}},$$

$$F' = \min \{ H'_0 - a \sin \varphi, a(2\varphi + \pi) / (2\delta^2 \cos \varphi) \} \quad \text{ただし, } -\pi/2 \leq \varphi \leq \varphi_0$$

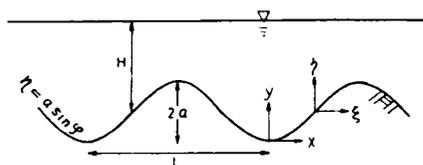


図-2.4 正弦波状底面凹凸を有する流路横断面

…(2.10)

となる。ここに、 $\alpha = a/H$, $\delta = 2\pi a/L$, $\varphi = 2\pi x/L$ (峰側を正とした変曲点からの位相角)
 $\varphi_0 = \min \{ \pi/2, \sin^{-1}(1/\alpha) \}$, $H'_0 = 1 - \alpha \cos \varphi / (\varphi_0 + \pi/2)$ である。

一方、断面平均掃流力は、

$$\frac{\bar{\tau}}{\rho g H l} = \frac{R}{H} = \frac{\varphi_0 + (\pi/2)}{\sqrt{1+\delta^2}} \int_{-\pi/2}^{\varphi_0} \sqrt{1 - \frac{\delta^2}{1+\delta^2} \sin^2 \varphi} d\varphi \quad \dots (2.11)$$

であるから、両者の比は、

$$\frac{\tau}{\bar{\tau}} = \frac{E(k) + F(\varphi_0, k)}{\varphi_0 + (\pi/2)} \sqrt{\frac{1+\delta^2}{1+\delta^2 \cos^2 \varphi}} \left\{ 1 + \delta^2 \cos^2 \varphi + \frac{\delta^2}{2\alpha} \sin \varphi \cdot F' \right\} F' \quad \dots (2.12)$$

…(2.12)

となる。ここに、 $k = \sqrt{\delta^2 / (1+\delta^2)}$ で、 $F(\varphi_0, k)$ は第二種楕円積分、 $E(k)$ はその完全形である。

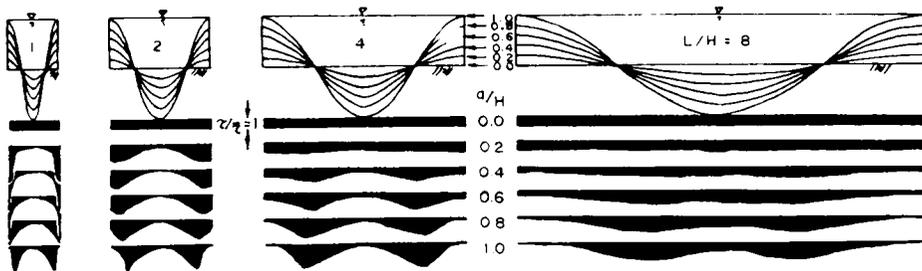


図- 2.5 正弦波状横断面内の掃流力分布

図- 2.5 は、 $\alpha \leq 1$ の範囲内で、種々の波長・波高・水深比を有する正弦波上の流れの掃流力分布を、式(2.12)によって求め、1周期ずつ示したものである。

これからわかるように、正弦波上の掃流力分布は、波長・波高・水深の相対比によって非常に異なり、最深部に最大値が現れないばかりでなく、峰(最浅部)と谷(最深部)における大小関係が逆転することさえある。

そこで、この様子を詳しく調べるため、式(2.10)の位相角 φ に $\pm \pi/2$ を代入し、正弦波状凹凸の峰と谷における掃流力を表すと、

$$\tau_{\text{ridge}} / \rho g H l = \{ 1 + (1/2) K \alpha (1-\alpha) \} (1-\alpha) \quad \dots (2.14)$$

$$\tau_{\text{trough}}/\rho g H l = \begin{cases} 1/(2K\alpha) & ((2\alpha+1)^2 \geq 1+(4/K) \text{ のとき}) \\ \{1-(1/2)K\alpha(1+\alpha)\}/(1+\alpha) & ((2\alpha+1)^2 < 1+(4/K) \text{ のとき}) \dots (2.15) \end{cases}$$

となる。ここに、 $K = (\delta/\alpha) = (2\pi H/L)^2$ である。したがって、この両式を比較することにより、それらの大小関係は、

$$\tau_r \leq \tau_t \quad (\alpha \geq \alpha_0), \quad \alpha_0 = \begin{cases} 1/\{(\sqrt{2}-1)/\delta^2+1\} & (\delta \geq \delta_0 \text{ のとき}) \\ 1/\sqrt{(2/\delta^2)-1} & (\delta \leq \delta_0 \text{ のとき}) \end{cases} \dots (2.16)$$

となる。このように、相対水深 ($H/a = 1/\alpha$) が $1/\alpha_0$ に満たない流れでは、峰よりも谷の掃流力が大きい。が、 H/a が $1/\alpha_0$ を上回っている流れでは、峰の掃流力が大きくなる。その境界となる相対水深 ($1/\alpha_0$) は、波形勾配 ($2a/L = \delta/\pi$) の単調減少関数であり、 $\delta \rightarrow \infty$ のとき 1、 $\delta \rightarrow 0$ のとき無限大となる。すなわち、波形勾配の大きな凹凸上では、水深がきわめて小さくても谷部よりも峰部の掃流力が大きくなるのに対し、波形勾配の小さな凹凸上では、水深がよほど大きくない限り、そのようなことはないのである。

図-2.6は、式(2.16)に基づいて、正弦波の峰と谷における掃流力の大小関係を比較して領域区分したものである。

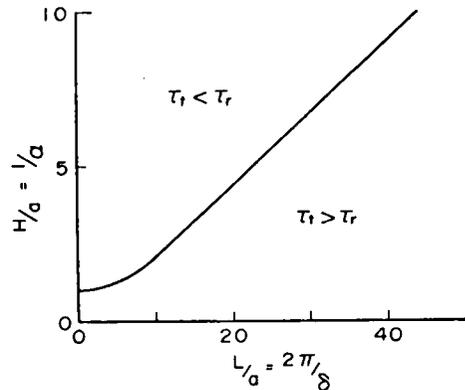


図-2.6 正弦波状凹凸の峰と谷における掃流力の大小比較

第3節 粘着性流路横断面変形過程の追跡理論

(1) 基礎方程式

既に述べたように、粘着性流路床は、掃流力の流下方向変化でなくて、各点の掃流力そのものに対

応じた侵食を受けるから、横断面内の掃流力分布、ならびに、掃流力と侵食速度の関係が得られれば、流れの抵抗則を付加することによって、流路横断面の変形過程が追跡できる。通常、流路変動の解析では、底面と側岸を区別し、前者については鉛直方向、後者については水平方向に変位を追跡するが⁵⁾ 侵食・堆積現象は、壁面における土砂粒子の着脱によって生じるものであるから、本来は、壁面の法線方向に変位を追跡するのが妥当であろう。

そこで、粘着性流路横断面の変形過程を追跡する基礎方程式は、次のようになる。

$$d\sigma/dt = E \quad \dots (2.17)$$

$$E/E_0 = (u_* / u_{*0})^n \quad \dots (2.18)$$

$$u_* = \sqrt{g\tau I} \quad \dots (2.19)$$

$$v = \sqrt{8gRI/f} \quad \dots (2.20)$$

$$Q = Av \quad \dots (2.21)$$

ここに、式(2.17)の σ は壁面の外向き法線方向変位、 u_* は摩擦速度($\sqrt{\tau/\rho}$)、 v は平均流速、 f は抵抗係数である。また、式(2.18)における u_{*0} はある基準摩擦速度であり、指数 n 、および u_{*0} に対応する侵食速度 E_0 は、土の種類や状態によって決まる量である。

そこで、基準水深 H_0 ($\equiv u_{*0}^2/gI$)を用いて、上の式系を無次元化すると、次のようになる。

$$d\sigma' / dt' = E' \quad \dots (2.17')$$

$$E' = u_{*'}^n \quad \dots (2.18')$$

$$u_{*'} = \sqrt{\tau'} \quad \dots (2.19')$$

$$v' = \sqrt{8R'/f} \quad \dots (2.20')$$

$$Q' = A' v' \quad \dots (2.21')$$

ここに、 $\sigma' = \sigma/H_0$ 、 $t' = tE_0/H_0$ 、 $E' = E/E_0$ 、 $u_{*'} = u_* / u_{*0}$ 、 $\tau' = \tau/H_0$ 、 $v' = v/u_{*0}$ 、 $R' = R/H_0$ 、 $Q' = Q/(u_{*0}H_0^2)$ 、 $A' = A/H_0^2$ である。

ただし、流れは等流で近似されるものとし、勾配の変化は考えない。流量は一般に時間とともに変化するが、それが一定の場合には、これらの式系の最初の3つを、

$$A'^2 R' / f = A'^3 / (s' f) = \text{const.} \quad \dots (2.22)$$

の条件の下で解けばよい。ここに、 $s' = s/H_0$ である。

(2) 底面凹凸の発達過程

一般に、地表面あるいは流路底面の横断方向には、種々の規模の擾乱が混在しており、そのうち、凸部よりも凹部の方が速く侵食されるものは発達して、深い溝を形成し、凹部よりも凸部の方が速く侵食されるものは減衰する。このような、擾乱の発達・減衰にかかわる現象は、自然界に多数存在し、

それを解析する手法としては、種々の分野で、微小擾乱に対する線形安定理論が用いられている⁶⁾。しかしながら、流路の分裂のように、平均量からのずれが大きくて、平均量そのものと同程度の大きさを有するような現象の解析には、それは適用できないであろう。

そこで、ここでは線形安定論におけるような微小振幅に限定することなく、任意の波高をもつ凹凸の、峰と谷における諸量の比較から、擾乱の発達・減衰を論じることとする。

a) 正弦波近似による解析

一般に、不規則波形は種々の正弦波の重ね合わせから成るものと解されるが、その成分波もしくは、代表的な単一の波長をもつ正弦波を取り扱うことが、その解析の基礎となる。そこで、流路横断面内の壁面の凹凸を、前節の図-2.4あるいは式(2.9)で表したような、単一の波長をもつ正弦波で近似する。

ところで、先に示したように、粘着性流路では、侵食速度が掃流力によって定まるから、流路形状と掃流力分布とに、ある特別の関係が成り立つ場合を除けば、侵食の進行に伴って流路形状が変化する。正弦波上の掃流力分布は、式(2.10)または(2.12)ならびに図-2.5に示したとおりであるが、多くの場合、峰部や谷部ではなくて、変曲点付近で掃流力が最大となり、掃流力と侵食速度が正の相関をもつことから、侵食が進むと、波形は峰側のやせたものに変化する。

底面形状の変化を凹凸の高さの増減にしぼって考えれば、浅部よりも深部の掃流力の大きい場合には、同様の理由で深部の方が速く侵食されて凹凸の高さは増加し、逆に、深部よりも浅部の掃流力の大きい場合には、浅部の方が速く侵食されて凹凸の高さは減少する。したがって、正弦波状凹凸の波高の盛衰区分は、式(2.16)あるいは図-2.6に示した峰部と谷部における掃流力の大小比較区分と同じく、 $\alpha \gtrless \alpha_0$ に応じて、増幅・平衡・減衰となる。

さて、流路の側壁の影響が省略でき、横断方向に現象が周期的である場合には、侵食の進行に伴って波長が変化することはないから、平均水深がさほど変化しない場合には、相対波長 $\lambda (= L/H)$ もほぼ一定に保たれる。さらに、正弦河床波が変形する場合、その波高が増減するだけで、変形後もやはり正弦波で近似されることに変わりはないものとすれば、その凹凸の状況を表す図-2.6上の点は、侵食時間の経過(平均河床の底下)に伴って、原点を通る直線上を動くことになる。

これに対して、式(2.16)の領域区分は、波形勾配に関するパラメータ δ を用いて行われているので、ここで、相対波長 λ を用いた表現に置き換えよう。すなわち、正弦波状凹凸の波高の盛衰区分は、

- 1) $\lambda > \lambda_1 (= \pi/\sqrt{2}-1 : 4.88)$ のとき
 $\alpha = 0$ で平衡, $\alpha > 0$ で増幅

ii) $\lambda_2 (= \sqrt{2} \pi \div 4.44) < \lambda < \lambda_1$ のとき

$\alpha = 0$, α_1 , α_2 で平衡, $0 < \alpha < \alpha_1$ および $\alpha > \alpha_2$ で増幅, $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$ で減衰

iii) $\lambda < \lambda_2$ のとき

$\alpha = 0$, α_2 で平衡, $0 < \alpha < \alpha_2$ で減衰, $\alpha > \alpha_2$ で増幅

となる。ここに,

$$\alpha_1 = \begin{cases} \sqrt{(2/K)-1} & [\lambda_2 < \lambda < \lambda_0 (= 2\pi\sqrt{2-\sqrt{2}} \div 4.81) \text{ のとき}] \\ \{1 - \sqrt{1-4(\sqrt{2}-1)/K}\}/2 & [\lambda_0 < \lambda < \lambda_1 \text{ のとき}] \end{cases}$$

$$\alpha_2 = \{1 + \sqrt{1-4(\sqrt{2}-1)/K}\}/2 \quad [\lambda < \lambda_1 \text{ のとき}]$$

である。

このように、波長が同じでも波高によって盛衰区分の変わることは、微小擾乱の安定解析の域を出た、本理論の大きな特徴である。

図-2.7は、これに基づいて、流路横断面内の凹凸の増幅と減衰を、波高・波長・水深の相対比によって区分したもので、上向きの矢印を付した部分が増幅領域、下向きの矢印を付した部分が減衰領域、その境界および平坦河床が平衡状態となる。図-2.7上のある点で表される凹凸は、侵食の進行に伴って、矢印の方向へ移行することになり、領域Ⅰ ($\lambda < \lambda_2$ かつ $\alpha < \alpha_2$) では減衰を続けてやがて消滅し、領域Ⅱ ($\lambda > \lambda_1$ または $\alpha > \alpha_2$) では発達を続けてやがて水面が

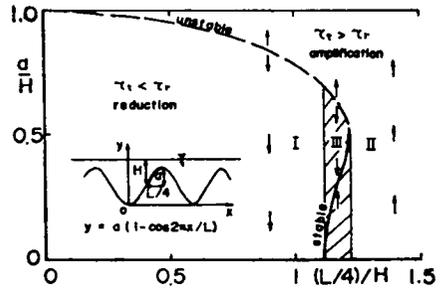


図-2.7 波高・波長・水深の相対比による、底面凹凸の発達・減衰区分

凹凸の峰よりも低くなり、流路が分離する。また、領域Ⅲ ($\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$ かつ $\alpha < \alpha_2$) では、増幅 ($\alpha < \alpha_1$) や減衰 ($\alpha > \alpha_1$) が生じて、やがてある波高 ($\alpha = \alpha_1$) で平衡状態を保つようになる。図中、太い実線と破線で示した状態は、いずれも平衡条件 (峰と谷の侵食速度が等しいこと) を満たしているが、前者 ($\lambda \leq \lambda_2$ かつ $\alpha = 0$, または $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$ かつ $\alpha = \alpha_0$) は、それから少し外れても元に戻るという意味で安定な平衡状態、後者 ($\lambda > \lambda_2$ かつ $\alpha = 0$, または $\lambda < \lambda_1$ かつ $\alpha = \alpha_0$) は、それから少しでも外れると別の状態へ移行していくという意味で、不安定な平衡状態、 $\lambda = \lambda_1$ かつ $\alpha = \alpha_0$ の点は、中立の平衡状態である。

ところで、図-2.8に示すように、ある基準線から凹凸の峰までの深さを z_r 、谷までの深さを z_t とすれば、凹凸の振幅は、

$$a = (z_t - z_r) / 2 \quad \dots (2.23)$$

であるから、その変化速度は、

$$da/dt = (E_t - E_r) / 2 \div (dE/du_*) \cdot \Delta u_* / 2 \quad \dots (2.24)$$

となる。ここに、 $E_r = dz_r/dt$ 、 $E_t = dz_t/dt$ 、 $\Delta u_* = u_{*t} - u_{*r}$ で、 u_{*r} 、 u_{*t} はそれぞれ、凹凸の峰と谷における摩擦速度である。式(2.24)を、水深が H の2次元流れにおける侵食速度 E_0 で基準化し、摩擦速度と侵食速度の関係を式(2.18)で表して、その右辺に代入すれば、

$$(da/at)/E_0 \div (n/2) \cdot (\Delta u_* / U_*) \quad \dots (2.25)$$

となる。ここに、 $U_* (= \sqrt{gHI})$ は、そのような2次元流れの摩擦速度である。特に $n = 1$ 、すなわち

$$E/u_* = \text{const.} \quad \dots (2.26)$$

の場合には、式(2.23)、(2.25)は近似式でなくて、等式となる。前章に示したように、ベントナイト河床で比較的掃流力の大きい場合には、 $n = 1$ がほぼ成り立っている。

図-2.9は、式(2.25)に式(2.14)、(2.15)を代入し、 $n = 1$ として、凹凸の振幅の増減速度を求めたもので、上向きの矢印が増幅、下向きの矢印が減衰を表し、いずれもその長さを式(2.25)の値に比例させている。また、増幅速度の逆数を振幅で積分すれば、振幅の増減に要する時間 T が求まるが、基準状態(積分の始点)を、振幅が平均水深の $1/2$ (平均水深に対する相対波高 2α が 1)の状態に選ぶと、式(2.25)より

$$T' \equiv \frac{T}{\bar{H}/\bar{E}_0} = \frac{\bar{E}_0}{\bar{H}} \int_{H/2}^{\alpha} \frac{da}{da} da \div \int_{1/2}^{\alpha} \frac{2U_*}{n \Delta u_*} \cdot \frac{\bar{E}_0}{F_0} \cdot \frac{H}{\bar{H}} da \quad \dots (2.27)$$

となる。ここに、 \bar{H} と \bar{E}_0 はそれぞれ H と E_0 の代表値である。図-2.9の点線は、 $n = 1$ でかつ、平均水深 H が時間的に変わらないものとして、式(2.27)の値を求め、その等値線を示したものであ

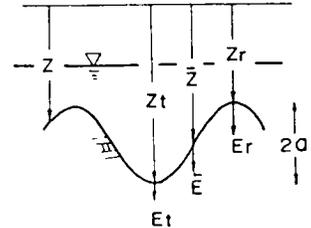


図-2.8 底面凹凸の各位置における侵食深ならびに低下速度

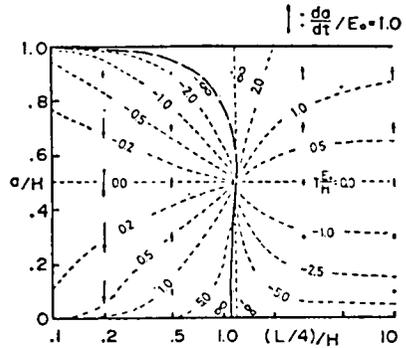


図-2.9 底面凹凸の増幅・減衰速度(矢印)ならびに基準状態($\alpha = 0.5$)からの所要時間(点線)

る。ただし、負値は、その状態から基準状態に達するまでの時間を表す。

この図を用いれば、ある振幅の凹凸が別の振幅に変化するまでの時間を、きわめて容易に求めることができる。すなわち、与えられた波長における、2つの振幅に対する等値線の値の差が、変形に要する時間を表しており、たとえば、 $a/H = 0.2$ で波長の充分大きな擾乱は、 $t = 1.3 - (-1.8) = 3.1$ で $a/H = 1$ となり、分裂する。

この図からわかるように、増幅領域と減衰領域の境界近傍、および波高が小さい領域では、増幅・減衰ともその速度が遅く、うね間隔 (L) を一定とすれば、領域Ⅰ (減衰領域) および領域Ⅲ (平衡領域) では、その速度 ($|da/dt|$) の極大となる波高が存在して、平衡状態への移行に無限の時間を要するが、領域Ⅱ (発達領域) では、 λ が λ_1 をごくわずかに上回るところを除けば、波高が大きくなるほど加速的に増幅し、有限時間内に分裂に至るようになる。また、同一波高では、一般にうね間隔の狭いものほど減衰しやすく、広いものほど増幅しやすい。

一方、侵食の進行に伴って、当然、平均河床が低下するが、正弦波では峰と谷の平均が全体の平均にほかならないから、図-2.8の基準線から平均河床までの深さを \bar{z} とすれば、

$$\bar{z} = (z_t + z_r) / 2 \quad \dots (2.28)$$

であり、その低下速度 \bar{E} は、

$$\bar{E} = d\bar{z}/dt = (E_t + E_r) / 2 = E(\bar{u}_*) \quad \dots (2.29)$$

となる。ここに、 $E(\bar{u}_*)$ は、平均摩擦速度 \bar{u}_* ($= (u_{*t} + u_{*r}) / 2$) に対する侵食速度である。式(2.29)を E_0 で基準化し、さらに式(2.18)を用いれば、

$$\bar{E}/E_0 = (\bar{u}_*/U_*)^n \quad \dots (2.30)$$

となる。また、振幅が平均水深 H の半分からある値 a になるまでの、平均河床の低下量を Z とすると、

$$\begin{aligned} Z' &\equiv \frac{Z}{H} = \frac{1}{H} \int_{H/2}^a \frac{d\bar{z}}{da} da = \frac{1}{H} \int_{H/2}^a \frac{\bar{E}}{da/dt} da \\ &= \int_{1/2}^a \frac{2}{n} \cdot \left(\frac{\bar{u}_*}{U_*}\right)^{n-1} \frac{\bar{u}_*}{\Delta u_*} \cdot \frac{H}{H} d\alpha \quad \dots (2.31) \end{aligned}$$

となる。(負値の場合は、その状態から基準状態になるまでの、平均侵食深を表す。)

図-2.10は、式(2.30)、(2.31)に式(2.14)、(2.15)を代入し、 $n = 1$ 、 $H/\bar{H} = 1$ として平均河床の低下速度ならびに低下量を求めたもので、矢印が式(2.30)の値、点線が式(2.31)の等値線を表している。平均河床の低下速度は、大部分の領域ではほぼ一定であるが、発達・減衰領域の境界近傍では小さな値をとり、また、波長の極端に小さい領域で大きな値をとる。この

ために、図-2.9と図-2.10の等値線は若干異なっている。図-2.9の場合と同様に、図-2.10を用いれば、ある振幅の凹凸が別の振幅に変化するまでの平均侵食深が、きわめて容易に求められる。

なお、以上の議論では、侵食の進行に伴って平均水深が変化しないものとしたが、これは、流量と断面形状と抵抗係数の間に、ある一定の関係が保たれるとき（たとえば、それらが不変のとき）に実現されるものであり、実際問題では、流量が非定常であるために、水深も時間的に変化することが多い。そのような場合における底面凹凸の盛衰追跡は、やや複雑である。

たとえば、時間とともに水深が増大する場合には、図-2.9上において、始めは増幅領域内にあったとしても、しだいに左方へ移行して減衰領域にはいるようになることもあり得るのである。このとき、振幅の増加速度に比して、水深の増加速度が緩慢であれば、相対振幅 $\alpha (= a/H)$ も増幅領域で時間とともに増加するが、逆の場合には、増幅領域においても α が時間とともに減少し、図-2.9上の点は左下方へ移動することになる。

逆に、減水期すなわち時間とともに水深が減少する場合には、図-2.9上において、始めは減衰領域内にあったとしても、しだいに右方へ移行して増幅領域にはいるようになることもあり得るのである。このとき、振幅の減衰速度に比して、水深の減衰速度が緩慢であれば、 α も減衰領域で時間とともに減少するが、逆の場合には、減衰領域においても α が時間とともに増加し、図-2.9上の点は右上方へ移動することになる。

このように、底面凹凸の変形過程は、流量その他の履歴によっても、大きな影響を受けるのである。

b) 任意形状凹凸の変形と種々の擾乱の組み合わせ効果

前項では、あらかじめ底面凹凸を正弦波で近似したが、実際問題への適用に当たっては、次の2点から検討を加えておく必要がある。そのひとつは、底面凹凸がある時点において正弦波で近似できた場合、変形後も同じ相対波長をもつ正弦波で近似され得るかどうか、もうひとつは、底面凹凸が単一の正弦波で近似できない場合に、その取り扱いをどうするかである。そこで、本項では、前節に述べた一般的な横断面追跡法を用いて、前項の結果を検討するとともに、種々の擾乱の組み合わせ効果

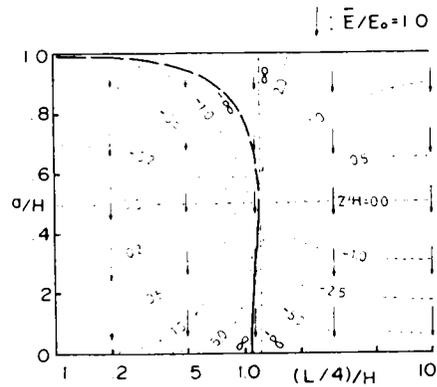


図-2.10 平均河床の低下速度（矢印）ならびに基準状態（ $\alpha = 0.5$ ）からの侵食深（点線）

について考察する。

図-2.1.1は、種々の波長の正弦波を初期形状とする底面凹凸の変形過程を、流量一定の条件(式(2.2.2))の下で、式(2.1.7')~(2.1.9')に基づいて追跡したものである。ただし、抵抗係数は一定(したがって、 $A^3/s' = \text{const.}$)とし、式(2.1.8')の指数 n は1とした。また、局所径深 r の算定には、式(2.4)を用い、法線分長 l は、式(2.7)にはよらずに、図式的な数値解法によって直接に求めている。すなわち、底面形状を1波長にわたって差分化し、法線上の点とすべて

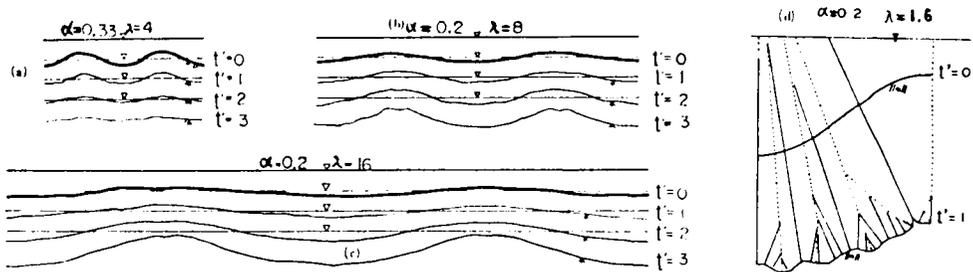


図-2.1.1 正弦波初期擾乱の変形過程

の差分点との距離を比較することによって、 l を決定するのである。このようにして求めた掃流力分布から、侵食速度を決定し、式(2.1.7')に前進差分法を用いることによって、 Δt 後の底面形状を求めている。図中の t' は、通水時間 t を、平均水深と平均河床低下速度の比 H/\bar{E} で割った値である。

このように、いずれの波長の場合においても、正弦波の変曲点付近が激しく侵食され、波形は峰側のやせたものに変化する。変形に伴う潤辺長の変化はわずかであるから、式(2.2.2)より、 A^3 の値もさほど変化せず、断面積一定、すなわち平均水深一定となる。また、水位ならびに平均河床の低下速度も、ほぼ一定である。

一般の波形について波長や波高を定義するには、若干のあいまいさが伴うが、図-2.1.1からそれらを読み取り、その時間的変化を追跡すると、その領域区分や増幅速度は、正弦河床波として前項で求めた図-2.9によって、かなり近似できることがわかる。すなわち、 $\lambda=4$ のものは減衰、 $\lambda=8$ および16のものは発達しているが、これは、前項で求めた近似解の領域区分と一致している。また、 $\lambda=8, 16$ のそれぞれについて、 $\alpha=0.2$ から $\alpha=1.0$ に達するまでの所要時間が、 $t'=4.5$ および4.0となる結果も、2つの解法ではほぼ一致する。ただし、波長の短い領域において、正弦波近似ではきわめて急速に減衰が進み、 $t'=0.1$ 程度で $\alpha=0.2$ から $\alpha=0.1$ になるのに対し、本項の数値解では、ある程度減衰が進むとその速度が遅くなって、 $t'=1.0$ においてもなお $\alpha>0.1$ にとどまっております。擾乱は容易に消滅しない。この場合には、壁面の法線群が断面内で交錯し、正弦波近似はも

ちろんのこと、式(2.8)も成り立たなくなっている。

以上のことから、比較的波長の大きな正弦波擾乱の追跡には、前項の近似解が適用できるが、波長の小さい擾乱の減衰過程には、それが適用できないことになる。

次に、擾乱の組み合わせ効果について考察してみよう。一般に不規則波形は種々の正弦波の重ね合わせから成るものと解されるが、個々の成分波の変形を独立に考えて重ね合わせることができるのは、現象が線形である場合に限られる。ところが、式(2.17)～(2.21)および式(2.8)からもわかるように、侵食現象は明らかに非線形である。しかも、境界面の法線群が互いに交錯する場合には、掃流力分布を数式で表現すること自体がきわめて困難な問題であり、擾乱の重ね合わせの効果を一般的に論じることは不可能である。

そこで、本論では、種々の擾乱の中からどのようなものを選択され、卓越するようになるかという観点から、まず、2つの波長の正弦波の重ね合わせから成る初期凹凸の変形過程を、事例的に調べることにする。擾乱の与え方は、

$$\eta = \alpha_1 \cos(\pi \xi' / \lambda_1) + \alpha_2 \cos(\pi \xi' / \lambda_2 + \delta) \quad \dots (2.32)$$

とする。ここに、 α_1 、 α_2 、 λ_1 、 λ_2 、および δ は、それぞれ成分波の相対振幅、相対波長および位相差で、先の記号とは別のものである。それらのパラメータの組み合わせ方は無数にあるが、ここでは波長の問題に重点を置き、 λ_1 、 λ_2 が単独に存在する場合の発達・減衰区分が、その重ね合わせによって影響を受けるかどうかを調べてみよう。

図-2.12は、そのいくつかの組み合わせについて、変形過程を追跡したもので、(a)は、 λ_1 、 λ_2 がともに減衰領域にある場合、(b)は、一方が増幅領域にある場合、(c)以下はどちらも増幅領域にある場合である。この結果、いずれの場合も、それらの成分波が単独に存在する場合の発達

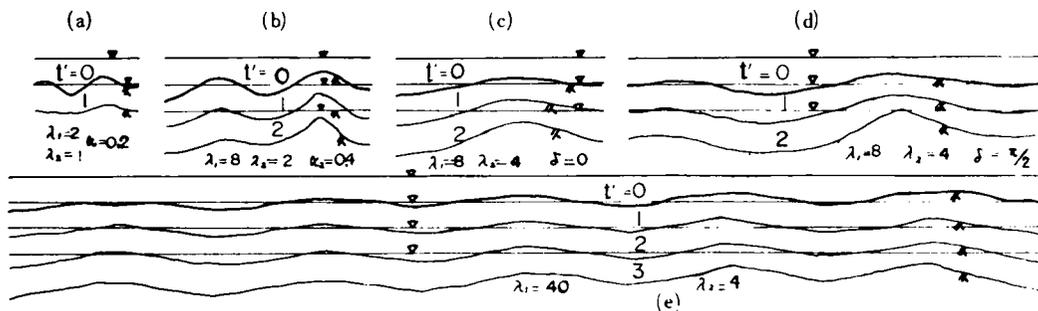


図-2.12 2つの正弦波の組み合わせさせた初期擾乱の変形過程

・減衰区分が保存されており、(a)の場合には、合成波の2つのピークがともに減衰、(b)の場

合には片方のピークだけが発達，(c)以下の場合にはいずれのピークも発達している。しかしながら，変形速度や流路の分裂のしかたはまちまちで，明らかに初期擾乱の影響を受けている。(c)と(d)の違いは，倍振動の位相差にあり， $\pi/2$ の位相差をもつ場合には，2つのピークの発達速度に差が生じている。また，(c)と(e)の違いは，2つの成分波の波長比にあり，波長の接近している(c)では干涉効果が強く現れるのに対して，波長のかけ離れている(e)の場合には，2つの成分波がほぼ独立に発達している。

ここで重要なことは，2つの成分波がともに発達領域にある場合，個々のピークの発達速度に差があるにしても，やがてはいずれも発達するために，初期の発達速度の大きい成分波が最終状態において卓越するのではなく，むしろ，それらが発達した後の段階において，なおも発達を続ける成分波が最終的に卓越するということである。ある波長の擾乱が最終的に卓越するためには，その擾乱が発達した段階において，他の擾乱を抑制する機構がなければならないのである。このことは，微小擾乱の線形安定解析において，初期の発達速度が最大となる成分波の波長を，卓越波長と結びつけることの危険性を示唆している。

初期形状がさらに複雑かつ不規則な形状をもつ場合には，統計的な取り扱いが必要となるが，それには擾乱のスペクトル分布の変化を調べるのが適当ではないかと考えられる。しかしながら，掃流力分布モデルを数式化するのが困難なことから，その応答特性を解析的に導くことはむずかしく，また，種々の不規則波形を与えて，数値的にその変形過程を追跡することは，計算容量の点から困難となる。そのため，ここでは，わずかの事例について数値的に追跡を行った結果を述べるにとどめる。

図-2.13の(a)は，初期形状だけに不規則があり，侵食現象そのものは，前述のモデルで決定論的に追跡した場合，また，(b)は，初期形状は単一の正弦波であるが，侵食過程に不規則性を加味した場合の例である。(a)の場合には，短波長の擾乱は急速に減衰し，長波長のものだけが残っている。(b)の場合には，常に種々の波長の擾乱が混在す

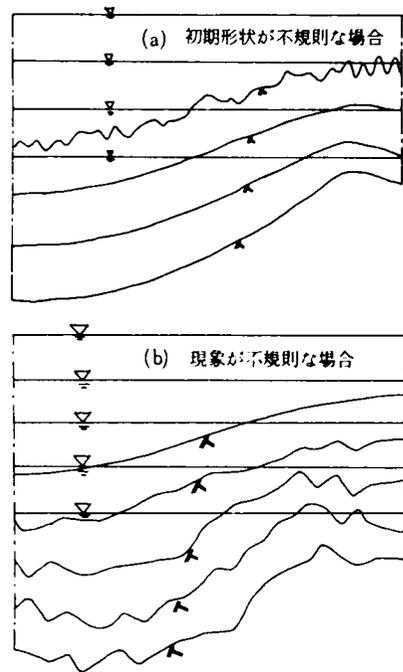


図-2.13 不規則擾乱の変形過程

るのは当然であるが、この場合にも、極端に波長の短い擾乱が発達するようなことはなく、何かのきっかけで生じた、発達領域に属する波長の中で比較的短い波長のものが、選択的に卓越してくるようである。

c) リルの発生条件

先にも述べたように、流路の横断方向には、種々の規模の擾乱が混在しており、そのうちのあるものは、侵食の進行に伴って発達し、流路の分裂が生じるが、これは裸地斜面におけるリルの発生機構にはかならないものと考えられる。ところで、潤辺長 s が有限の場合、横断方向の凹凸に關与する擾乱は、

$$L/s < 1/2 \quad \dots (2.33)$$

のものである。ここに、 L は擾乱の波長である。したがって、有限な幅をもつ平坦なシートフロー (sheet flow) から横断方向の凹凸が発達する条件は、式 (2.33) を満たす微小擾乱に対する、底面の安定・不安定問題として解析できるであろう。粘着性材料からなる平坦河床は、側壁の影響を省略すれば、図-2.7 に示したように、

$$L/H \leq \sqrt{2}\pi \quad (\text{4.44}) \quad \dots (2.34)$$

の正弦微小擾乱に対して、それぞれ安定・中立・不安定である。また、不安定となる擾乱のうち、発達して流路の分裂にまで至るのは、

$$L/H > \pi/\sqrt{2}-1 \quad (\text{4.88}) \quad \dots (2.35)$$

のものである。したがって、そのような擾乱が存在して、流路の分裂が生じるための条件 (リルの発生条件) は、式 (2.33)、(2.35) より

$$s/H \equiv B/H > 2\pi/\sqrt{2}-1 \quad (\neq 10) \quad \dots (2.36)$$

となる。ここに、 B は流路幅である。

いったんリルが発生すれば、個々のリル内の底面形状はもはや平坦ではないが、さらに流路が細分化される条件が、新しい流路幅と水深を用いて、式 (2.36) で表されるものとすれば、その条件を満たしている間は、式 (2.34) と (2.35) を同時に満たす擾乱のうち、最も速く水面に達するものによって、流れが次々に分裂することになる。しかし、その分裂のしかたは、初期の波長と波高の分布状態に依存し、与えられた水理条件や土質条件に対して、必ずしも一意的であるとは限らない。

また、そのような分裂が生じるのにどの程度の時間がかかるかも、初期状態に依存し、図-2.9 に示したように、初期波高が小さければ、その時間は急増する。

(3) 流路横断面形状

前節では、主として流路横断面内の底面凹凸の変形過程を論じ、全体としての流路横断面形状その

ものについてはあまり触れなかった。しかしながら、底面擾乱の発達しない幅の狭い流れでは、側方侵食の効果が顕著になり、水際まで含めた横断面全体としての解析をしなければ、その変形過程が追跡できない。また、擾乱の発達領域に属する幅の広い流れでも、擾乱の発達が遅ければ、断面全体の変形の方が速く進み、その結果、擾乱が発達しない領域に移行することもあり得るのである。

そこで本節では、流路横断面全体の侵食過程について論じることとする。

a) 横断面変形過程の追跡

図-2.14は、流路横断面変形過程に及ぼす、初期形状の影響をみるために、種々の放物横断面からの変形過程を、数値差分法によって追跡したものである。ただし、侵食速度と摩擦速度の比や抵抗係数などは、あとに述べる実験と対比するため、図中に示した数値を用いている。このように、初期断面を狭くて深いものにすれば、拡幅が生じて水深が減少し、逆に初期断面を広くて浅いものにすれば、深掘れが生じて流路幅が減少し、変形速度は異なるが、いずれもほぼ同じ断面に漸近する。これは、一種の安定な平衡横断面であると考えることができよう。

図-2.15は、長方形を初期状態とする横断面の変形過程を追跡したもので、隅角部において遮蔽効果が現れて、侵食が抑制され、急速に角の取れた滑らかな放物線状のものへと変化する。また、粘着性流路では、侵食の進行に伴って河床が低下するから、拡幅が生じれば必ずオ

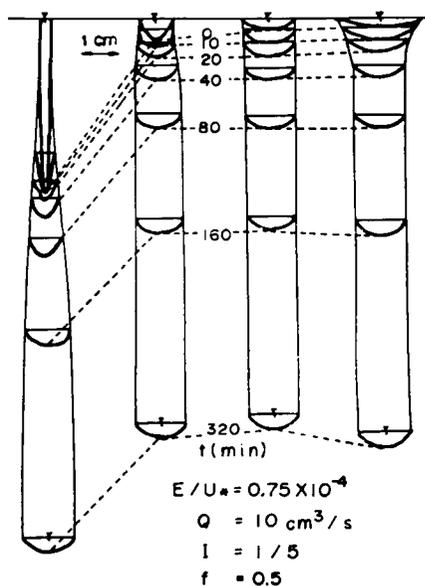


図-2.14 放物横断面の変形過程

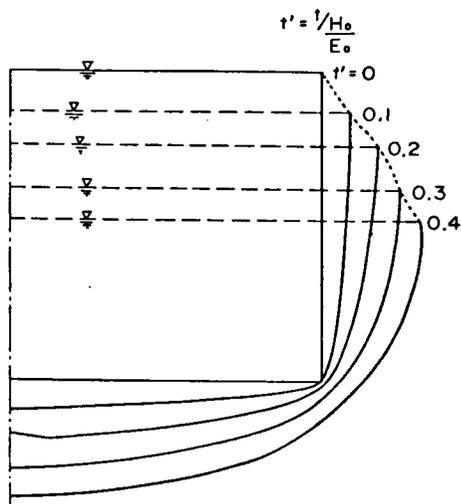


図-2.15 長方形横断面の変形過程

ーバーハングを伴うのも、興味あることがらである。

前節で述べた発達領域に属する波状の初期断面に対しては、流れがいくつかに分裂したのち、それぞれが平衡横断面を形成していくものと思われる。

以上は、決定論的な観点から見た流路横断面の変形過程であるが、実際現象では侵食機構そのものにも、種々の不規則事象が介在する。そのような現象の解析には、決定論的な手法だけでなく、確率・統計的な手法も導入せざるを得ないであろう。

b) 平衡横断面形状

前項において、流路にはある平衡横断面の存在することがわかったが、このように流路がその横断面形状を変えずに鉛直に低下する条件は、壁面に沿って、

$$\partial z / \partial t = E / \cos \theta = \text{const.} \quad \dots (2.37)$$

が成り立つことである。そこで、掃流力と侵食速度の関係を式(2.18)で表し、座標原点を最深点に選んで、掃流力を式(2.8)で求めれば、式(2.37)は、

$$C = \left\{ 1 + \left(\frac{dY}{dX} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{d^2 Y}{dX^2} \cdot F \right\} F \left\{ 1 + \left(\frac{dY}{dX} \right)^2 \right\}^{1/n-1/2}$$

$$F = \min \left\{ 1 - Y, X \frac{dX}{dY} \right\} \quad \dots (2.38)$$

となる。ここに、 $X = x/h$ 、 $Y = y/h$ 、 h は最大水深、 C は最深部の掃流力と $\rho gh l$ との比である。

図-2.16は、 $n = 1$ として、式(2.38)を、境界条件

$$X = 0 \text{ において } Y = 0, \quad dY/dX = 0 \quad \dots (2.39)$$

の下で積分したもので、 $C < 0.8333$ の場合には解曲線が水中で直立してその法線群が交錯し、本モデルに適合する解が得られないが、 $C > 0.8333$

の場合には $X = 2$ で河床高の極大が現れて、うね間隔・最大水深比が約4の横断方向の波状河床となる。

ただし、その場合には水際が現れず、流路幅が無限となるので、現実の有限の流路に対する解とはなり得ない。そして特に $C = 0.8333$ の場合にのみ、

その峰が水面と一致し、水面幅・最大水深比が約4

の閉じた平衡断面となる。この形状は、前項の横断面形状の追跡によって得られたものと一致する。

このように、本モデルで求まる平衡断面は、流量や勾配によらず相似であるが、これは掃流力と侵

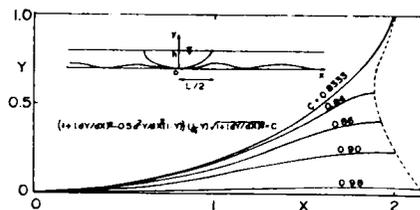


図-2.16 平衡横断面形状

食速度の関係を式(2.26)のようにおいたためであり、前章に述べた限界掃流力や、式(2.18)における指数 n の変化を考慮すれば、断面形状も変わってこよう。しかし、従来の平衡断面理論⁷⁾に見られるような、流路の中央における平坦部の幅の任意性は除去されている。これは、本理論では、掃流力の算定に壁面の曲率が導入されていることに基づいている。

さて、断面形状がわかれば、抵抗係数を与えることによって、流量や勾配と水深(あるいは流路幅)の関係が導かれるが、斜面侵食流路の抵抗には、断面形の効果を無視できない上に、蛇行や階段状の縦断形など未知の要素が多く、それを明らかにしていくことは、今後に残された課題である。

なお、流路幅と流量の間には、きわめて広範囲にわたって、いわゆるレジーム公式

$$B/\sqrt{Q} = 4.87 \quad (\sqrt{\text{sec/m}}) \quad \dots (2.40)$$

が近似的に成り立つことが知られており⁸⁾、上に述べたことがらを考え合わせると興味深い。

2.3.4

第4節 実験的検証

以上、流路横断面内の掃流力分布算定モデルをもとに、粘性流路横断面変形過程の追跡理論を展開したが、その理論結果を検討し、さらに問題点を検討するために、水路実験を行った。

(1) 実験方法

実験は2つのSeriesからなっており、Series A(写真-2.1)は、底面凹凸の変形過程に関するもので、水路全幅にわたって、正弦波状横断面を有する縦溝(うね)を作り、水面がそれを覆うような流量を供給して、その盛衰を調べるもの、Series B(写真-2.2)は、平衡横断面の形成に関するもので、水路中央に1本の溝を掘り、溝を溢れない程度の流量を供給して、その変形を調べるものである。

流路構成材料は、前章の実験と同じく、砂とベントナイトと水を重量比9:1:3で練り混ぜたもので、砂粒径は、比較的規模の大きな実験条件に対しては1mm、規模の小さな実験条件

に対しては、0.3mmのものを用いている。ただし、Series BのRun10だけは、京都市の洛西ニ

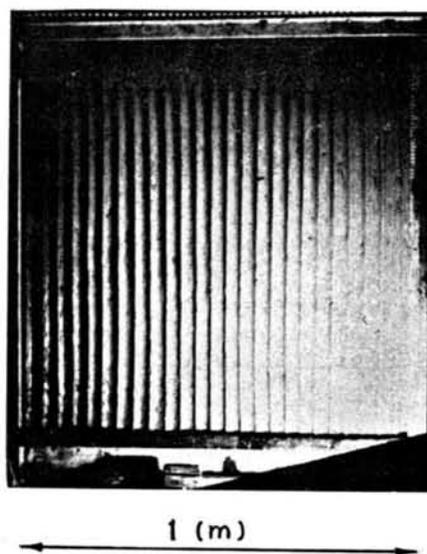


写真-2.1 実験Series A

ータウンで採取した土砂試料を用いている。これらの材料は透水性が小さく、かつ粘着力が大きいので、下流端に砂留めを設けなくても、すべり出すようなことはなく、自立する。

水路は、幅が7cmのもの1mのもの2種類あり、適宜使い分けている。水路長は前者が2.3m、後者が3mあり、諸量の流下方向への変化も測定しているが、それは次章以下に述べることにし、ここでは、対象を平均的な横断面内の現象に限定する。

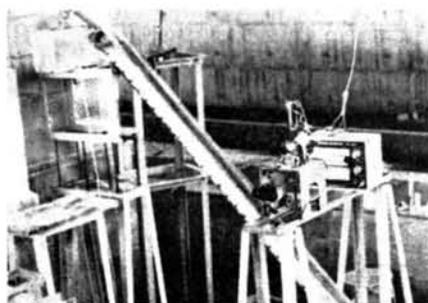


写真-22 実験SeriesB

測定項目は水位と河床位で、通水を断続的にを行い、前者は停水直前および直後、後者は停水中に測定している。測定方法は、水位については通常のポイントゲージで断面内の代表水位を読み取り、河床位についてはポテンショメータ付きポイントゲージとX-Yレコーダにより、連続的な底面形状を検出している。この装置については、次章において詳述する。

(2) 実験結果ならびに考察

表-2.1 底面凹凸の変形に関する実験 (Series A) の概要

	Run 1	Run 2	Run 3	Run 4	Run 5	Run 6	Run 7	Run 8	Run 9	Run 10	Run 11	Run 12	Run 13	Run 14
Q (l/s)	0.1	0.6	0.15	0.6	0.15	1.2	0.6	0.15	0.6	0.3	0.15	6.6	6.6	4.3
I	1/5	1/20	3/10	1/20	3/10	1/40	1/20	3/10	1/20	1/5	3/10	1/20	1/20	1/20
H (cm)	0.17	0.85	0.35	1.1	0.4	2.5	0.8	0.45	0.9	0.4	0.3	1.5	1.0	0.8
L (cm)	7	0.5		1			2			4		100	4	
a (cm)	0.25											0.50		
t (min)	10	5	5	10	5	5	5	5	5	5	5	16	16	48
a (cm)	0.05	0.04	0.04	0.15	0.15	0.25	0.23	>H	0.25	0.38	>H	0.10	0.60	0.45
t (min)	20	10	10	20	10	10	10		10			45	45	
a (cm)	0.07	0.04	0.04	0.10	0.07	0.22	0.20		0.25			0.15	0.45	
t (min)				30	15	15	15	15	15			75		
a (cm)				0.10	0.07	0.18	0.19	0.15	0.25			0.40		
t (min)								5		15	15			48
B/h								2.82		3.73	3.37			3.41

表-2.1および図-2.17は、Series Aの実験条件ならびに結果を示したもので、その概要を定性的に述べると、次のようである。すなわち、Run 2~5のようにうね間隔の狭い凹凸を与えると、その凹部に比べて凸部の方がきわめて速く侵食されて、波高は急速に減衰するが、Run 11のように

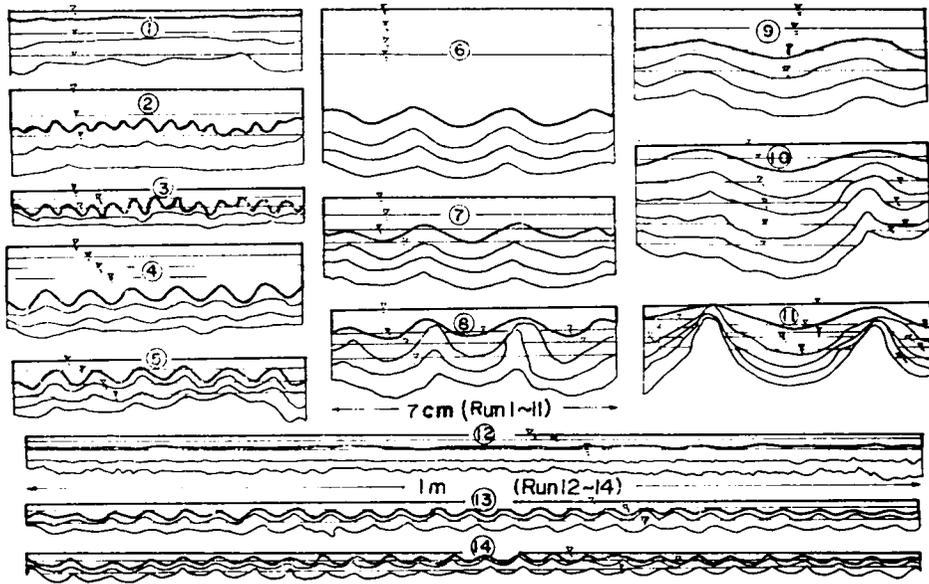


図-2.17 実験 (Series A) における流路横断面形状

うね間隔が広く、かつ水深と波高が同程度の場合には、凸部に比べて凹部の侵食が速く、波高は増大してやがて流路が分裂している。また、Run 6~9のようにその中間的なうね間隔のものは、通水開始後も凹部の変曲点付近が侵食されて、やや峰のとがった形に変化するが、その後はほぼ一定の形状を保ったまま低下している。これらの特徴は、先に図-2.5に示した掃流力分布から、十分に説明できるものである。

図-2.18は、Series Aの実験結果を図-2.9の平面上で追跡したもので、先の理論によって、その変形過程をある程度定量的に模擬できることがわかる。ただし、図中の数字は、通水時間を平均水深と平均河床低下速度の比で割った値である。この中でRun 8の動きは複雑で、通水初期に増幅が生じていったん流路

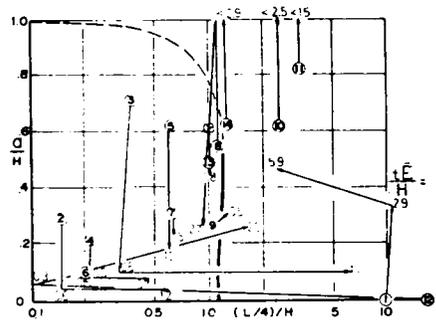


図-2.18 波長・波高・水深の相対比を表す平面上における実験結果 (Series A) の追跡

が分裂したのち、再び合体して減衰に移行している。これは、初期状態においては峰部よりも谷部の侵食が速いため、峰部の低下よりも速く水位が低下して峰部が水面上に露出したが、分離した個々の流路はその水理量に対応する平衡形状よりも深くて狭いために、拡幅が生じてオーバーハングした部分を崩落させ、その結果流路が合体すると、Run 2～5や13と同様に、峰部の掃流力が谷部の掃流力を上回るようになったものと考えられる。これに対してRun 11や14の一部においては、通水初期に凹凸が発達していったん流路が分裂すると、その後は分離した流路がそれぞれほぼ一定の形状を保ったまま低下している。これは、分裂した時点においてそれぞれの流路が平衡形状よりも扁平で、中央部が速く侵食され、流路幅を減少させながら平衡断面を形成したためと考えられる。この場合には、いったん分離した流路が再び合体することがあるとすれば、拡幅によるものではなくて蛇行によるものであろう。Run 10はRun 8とRun 11、14の中間的なものである。

また、この図においてRun 9のように、時間の経過とともに横座標 ($(L/4)/H$) がわずかに移動しているものがあるのは、波長 (L) の変化ではなくて、侵食の進行に伴う水深 (H) の変化によるものである。一方、Run 2、3、4および12の後半のように、横座標が右方へ大きく移動しているものは、種々の擾乱の中から、波長の大きなものが選択的に残った結果であり、Run 1および12の前半のように左方へ大きく移動しているものは、平坦な初期河床 (水路幅を波長とする、波高0の擾乱とみなした) 上に、水路幅よりも小さな波長をもつ新たな凹凸が発生した結果である。このように、実際の侵食現象には種々の波長の擾乱が混在しており、卓越波長が時間的に変化することもある。

この実験では、式 (2.36) のような、平坦河床からリルが発達して流れを分離させる条件は確認できなかったが、先にも示したように、波高の小さな擾乱は発達領域においてもその発達速度がきわめて遅く、それを確認するにはかなり長時間にわたる実験が必要であろう。しかしその場合、平均河床の低下量がきわめて大きくなるから、実験装置の規模の制約があって、その確認は困難である。もっとも、ここには載せなかったが、第4章において述べるように、流量を少なくして水深を極端に小さくすれば、平坦河床からでも容易に凹凸が生長して、流路が分裂する。しかしその場合には、シートフローのもつ土砂輸送能力が小さいために、侵食と同時に局所的な堆積現象が随所に生じ、流下方向に流況が変化して、等流状態が維持されない。

表-2.2および図-2.19は、実験Series Bの条件ならびに結果を示したものである。初期断面はいずれも幅約1cmの長方形としたが、通水開始後まもなく、放物線形に変化する。これは、前節の理論解析によって、十分に説明されることからである。その後、侵食の進行に伴って縦断形状は階段状となり、流路位置は横へもかなり振れるが、流水断面はそれらの変動に対して比較的すみやかに調節されて、Run 1とRun 5を除けば、時間的にさほど変化していない。(Run 1とRun 5は、いった

表-2.2 平衡横断面の形成に関する実験 (Series B) の概要

	Run 1	Run 2	Run 3	Run 4	Run 5	Run 6	Run 7	Run 8	Run 9	Run 10
Q (cm ³ /s)	5	9	20	2	5	10	1	2	5	10
$\sin^{-1} I$		13°			26°			45°		33°
t (min)	180	180	120	210	120	90	18	105	75	20
B (cm)	1.33	1.20	2.20	0.90	1.26	1.68		0.83	1.20	1.25
h (cm)	0.32	0.32	0.63	0.27	0.34	0.36		0.21	0.35	0.39

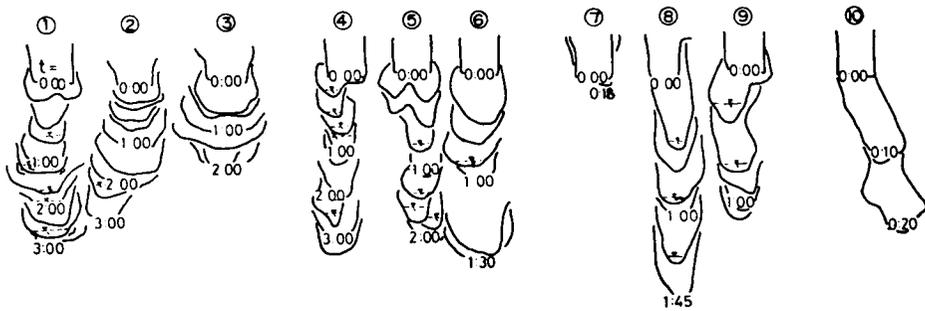


図-2.19 実験 (Series B) における流路横断面形状

ん分離した流路が、測定位置よりも上流で蛇行のために合流し、一方が渦渦して他方の流量を増加させたものである。))

流量や勾配を変えれば、断面の大きさはもちろんそれに依存して変化するが、その形状には系統的な差異が見いだし難く、水面幅・最大水深比が約3~4の範囲に分布している。これは、前述の平衡断面理論によって得られた値、すなわち $B/h \approx 4$ にかかなり近い。実験において水面よりも上方の溝幅が水面幅に比べて広いのは、流れの横変動や側壁の崩落によるものと思われる。

また、図-2.17に示した実験 Series A の Run 6~9 において、通水初期の変形が終わったのちに見られるほぼ一定の形状を、前節で理論的に得られた波状の平衡断面と比較すると、実験で得られるものには、波長・最大水深比が理論値(約4)に比べてはるかに小さいものが含まれており、峰部もかなりとがっている。これらが実際に平衡形状であるのか、それとも単に変形速度が遅いだけで、も

と別の平衡形状へ移行していく過渡的な段階にあるのかは判定し難いが、いずれにしても掃流力を式(2.8)で算定する限り、そのような峰部のとかりを説明することはできず、さらにらせん流などの2次流の効果^{9) 10)}を考慮する必要があろう。

第5節 結 語

本章では、粘着性流路の横断面形状に着目し、流路横断面内の掃流力分布算定モデルに基づいて、底面凹凸の発達、減衰過程と、平均横断面の形成過程に関する理論を展開するとともに、実験によってその適用性を検討した。得られた結果を要約すると、次のようである。

等流における流路横断面内の掃流力分布は、等流速線にたてた直截線にはさまれる部分の面積をその潤辺長で微分することによって得られるが、等流速線を壁面からの等距離線で近似することによって、その直截線を壁面にたてた法線で表すことを提案し、任意断面の掃流力分布を求める式を導いた。この式には、壁面の曲率が含まれており、上に凸の部分では掃流力が集中し、凹の部分では分散することが定量的に表されている。

この式を正弦波状底面凹凸上の流れに適用することにより、必ずしも波状路床の最深部に掃流力の最大値が現れないばかりでなく、波長・波高・水深の相対比によっては、峰(最浅部)と谷(最深部)における掃流力の大小関係が逆転することさえあることが明らかにされた。

前章に述べた粘着性材料の侵食特性と、上記の掃流力分布算定式を用いることによって、任意の横断面の変形過程を追跡するモデルが組み立てられ、底面凹凸の発達・減衰区分、ならびに変形速度に関する図表が作成された。それによれば、粘着性流路床における極端に波長の短い凹凸は侵食の進行に伴って平滑化され、平均水深(H)に比べて波長(L)の大きな凹凸($L/H < 5$)は発達して流れを分裂させるようになる。

種々の波長の擾乱が組み合わさっている場合には、それらの干渉効果が現れて、変形速度や分裂のしかたは成分波の組み合わせり方によって異なるが、それらの発達・減衰区分は、それぞれの成分波が単独に存在する場合のものが保たれるようである。したがって、幅の広い流れは、何らかの原因によって生じる発達領域の擾乱によって、ある平衡条件を満たすまで、次々に分離するであろう。

上記のモデルを、水際まで含めた流路横断面全体に適用することにより、初期形状が広くて浅い断面は、底面の一部に深掘れを生じて流路幅が減少し、初期形状が狭くて深い断面は、拡幅を生じて水深が減少し、いずれもほぼ同一の平衡断面に漸近していく過程を追跡した。壁面の後退速度が摩擦速度に比例する場合には、この平衡断面は流量や勾配によらず相似で、水面幅・最大水深比が約4とな

る。

流路の横断形状特性がわかれば、水流の抵抗則を与えることによって、流量や勾配と断面の大きさの関係が得られるが、抵抗則は流路の縦・横断ならびに平面形状と密接に関連しており、一般的な把握が困難である。また、本章では流れを等流として2次流の影響を省略したが、実際の流れは複雑で場所によって状態が異なるから、掃流力分布の算定法もさらに改良する必要がある。

本章ではおもに決定論的な観点から流路横断面の形成過程を論じたが、水文条件・土質条件、さらには水理学的な流れの機構の中にも不規則性の存在は避け難く、実際現象への適用に当たっては、確率・統計的な手法を組み合わせる必要がある。

参 考 文 献

- 1) Patel, V. C. : Calibration of the Preston tube and limitation on its use in pressure gradients, J. Fluid Mech., Vol. 23, Part 1, 1965.
- 2) Raudkivi, A. J. : Loose Boundary Hydraulics, Pergamon press, 1967, p.155.
- 3) 吉川秀夫・池田駿介：正方形断面を持つ直線水路の速度分布に関する基礎的研究，土木学会論文報告集等250号，1976。
- 4) Graf, W. H. : Hydraulics of Sediment Transport, Mc Graw - Hill, 1971, p.112.
- 5) 村本嘉雄：流路の形態と変動，石原藤次郎編，水工水理学，丸善，1972，p.227.
- 6) 巽友正・後藤金英：流れの安定性理論，産業図書，1976。
- 7) Lane, E. W. : Progress report on studies on the design of stable channels of the Bureau of Reclamation, Proc. ASCE, Vol. 79, 1953.
- 8) 芦田和男・高橋保・水山高久：流路工計画に関する水理学的研究，新砂防，97，1975。
- 9) 木下良作：航空写真による洪水流の流況測定，水工学シリーズ68 - 12，土木学会水理委員会，1968。
- 10) Allen, J. R. L. : Transverse erosional marks of mud and rock : Their physical basis and geological significance, Sediment Geol., 5, 1971, p.320.

第3章 急勾配粘着性流路の3次元の変動過程

第1節 概 説

前章では、粘着性流路の平均的な横断面内の現象に着目し、流れは等流として、流下方向の変化を考えなかった。しかしながら実際の流れでは、比較的勾配の緩い場合には蛇行現象が顕著になり、勾配の急な場合には階段状の縦断形状が現れるなど、著しい不等流となることが少なくない。また、それに伴って横断形状も場所的に変化し、流路形態は3次元的にきわめて複雑なものとなる。

このように複雑な形態を有する流路上の出水特性、ならびに土砂流出特性を把握することは、裸地斜面や山間溪流におけるそれらの現象に対処していく上で、重大な工学的意味をもっている。著者は従来、経験的な手法に委ねられることの多かったこの問題に、土砂水理学的な観点から取り組もうとするものである。それには、このような流路上の流れの解析が必要なことと言うまでもないが、流路形態や、流路そのものの侵食による土砂流出を考える上で、流路の形成過程あるいは変動過程を究明することが重要である。

ところが、現在のところ、この問題を理論的に取り扱う手法は確立されておらず、まず、現象の実態を的確に把握することが先決である。そこで本章では、おもに実験に基づいて、流路の縦断形態、平面形態ならびにそれらの組み合わさった3次元形態について考察する。

なお、水理実験における位置の測定および設定には、しばしばポイントゲージが用いられているが従来のポイントゲージは、3次元的位置測定を円滑に行うのには適さない。そこで、著者は、新しい位置測定器を考案し、実際に試作利用した。

第2節 3次元位置測定用ポイントゲージの開発

(1) 測定原理

空間内の位置の表示には、3次元直交座標が用いられることが多く、その最も基本的な測定法は、それら直交3軸に沿った距離を検出することである。それにはまず、測定位置(あるいは、それと1対1の対応関係にある位置)から、3つの座標平面への同時投影が考えられるが、距離を測定するための何らかの情報の発信装置や受信装置(場合によっては反射装置)を面内にくまなく配備することは、高価につくばかりでなく、測定装置そのものが大きな空間を占有する点で、得策でない。

写真撮影のように投影線を放射状にすれば、その難点は解消するが、直交座標への変換に際して、多大の労力と経費が必要となる。そこで通常は、まず測定断面を設定し、さらにその中で測線を定めて測線上の距離を測定する方法がとられている。

従来のポイントゲージによる測定はこの方式によるものであるが、3次元的な位置測定を円滑に行うには、次の2つの難点がある。そのひとつは、目盛を逐次肉眼で読み取らねばならないこと、もうひとつは、手動ではゲージの3次元的な運動そのものが円滑にいかないことである。超音波式距離計を用いればそれらの難点は解消するが、測定対象位置に超音波の反射物がない場合には、それを補わなければならない。ゲージの運動を自動化した測定器もなくはないが、実用化が難しいようである。

そこで著者は、手動式のままで、できるだけ操作性のすぐれたポイントゲージを作るため、従来のポイントゲージの2つの欠点に応じて、次のような2段階の改良を行った。

a) ポイントゲージの自動記録化

上にも述べたように、通常のポイントゲージの難点のひとつは、一点ごとに目盛を読み取らねばならないことである。これは、測定点が多い場合に多くの労力を要するばかりでなく、現象が非定常な場合には、本質的な欠陥となる。そこで、ゲージの運動を自動記録することができれば、好都合である。それには電気計測がすぐれており、著者は、ゲージの運動をポテンシオメータの回転に置き換え電圧として検出する方法を採用した。この場合、ゲージをスライドさせる動力を、歯車やプーリーのような、何らかの回転機構によって伝達している場合には、その回転を直接に検出してもよいのであるが、遊びやすべりを伴う恐れがあるので、それとは独立した、検出用の回転機構を付加するのが望ましい。

たとえば、レールの上に台車を走らせる機構では、車輪の回転を検出するのも一法ではあるが、それとは独立したワイヤとプーリーを用いて位置を検出した方が、良好な精度が得られる。これにはさらに、プーリーの軸を固定する方法

(図-3.1)とワイヤを固定する方法(図-3.2)があるが、後者の方が汎用性に富むように思われる。

測定に際して、レールを固定して台車を動かすか、車軸を固定してレールを動かすかは、用途に応じて適宜

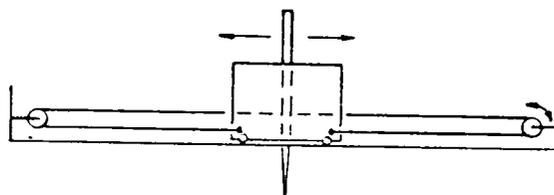


図-3.1 プーリーの回転機構(I) (軸固定)

使い分ければよいであろう。このような機構を3軸方向に組み合わせれば、3次元座標が同時に電圧として検出できることになる。

図-3.3はそのような組み合わせの一例である。

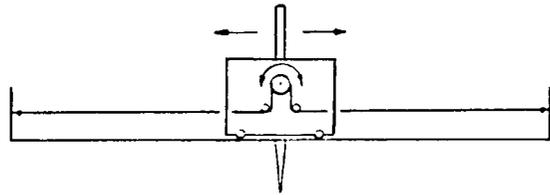


図-3.2 プーリーの回転機構(Ⅱ) (ワイヤ固定)

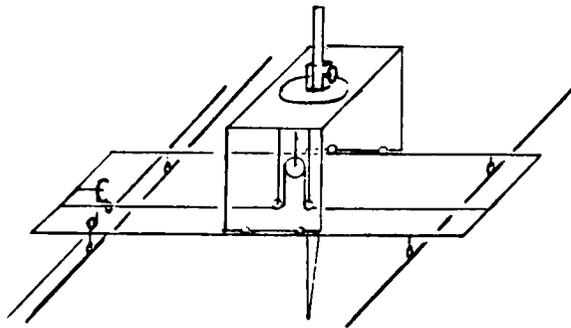


図-3.3 スライド式3次元ポイントゲージ

b) ゲージの3次元運動の円滑化

従来のポイントゲージのもうひとつの欠点である、操作性が悪いのは、各座標成分に対応した直交3軸方向の並進運動を別個に与えようとするからであり、それらを合成したひとつの運動によって、測定対象位置を追跡し、その運動を検出することができれば、好都合である。このような要求を満たすものとして、著者はZランプと称する照明器具のアーム機構にヒントを得、次のような原理のポイントゲージを考案した。すなわち、図-3.4に示すように、ある軸の周りに回転する平面内で、自由に角度の変えられる、2本のアームの先端を、測定位置に沿って滑らかに動かし、3つの回転角を同時に検出することによって、その3次元位置を測定しようというものである。

3つの回転角(α , β , γ)と直交座標(x , y , z)との関係は、次のように表される。

$$x = r \cos \gamma = (R_1 \cos \alpha + R_2 \cos \beta) \cos \gamma \dots\dots\dots (3.1)$$

$$y = r \sin \gamma = (R_1 \cos \alpha + R_2 \cos \beta) \sin \gamma \dots\dots\dots (3.2)$$

$$z = (R_1 \sin \alpha + R_2 \sin \beta) \dots\dots\dots (3.3)$$

ここに、 R_1 、 R_2 は、それぞれアーム1およびアーム2の長さである。すなわち、アーム式の2次元座標読み取り器と同様の機構によって、回転角 α および β から、まず円筒座標の動径 r と高さ z を検出し、さらにその動径に回転角 γ の正・余弦を掛けることによって、 x 、 y 座標を検出する。

このような方法にすれば、スライド機構がなくなるので、操作性がきわめて良くなるのである。

回転角の検出には、種々の方法が考えられるが、ここでは、比較的入手しやすく、しかも座標変換の容易な、関数ポテンシオメータを用いることにする。図-3.5は、その変換回路の概要で、実際には、ポテンシオメータ α および β の出力電圧の一部（余弦側）をポテンシオメータ γ の入力電圧として印加する際、干渉効果を減じて線形性を保つため、インピーダンス変換回路を挿入する。また、各出力成分は、零点調整回路と倍率調整回路を通したのち、記録計（磁気テープやX-Yレコーダなど）に接続する。

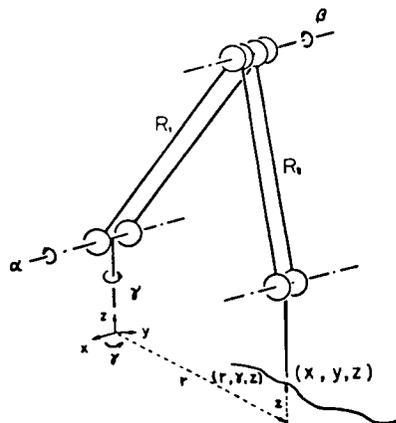


図-3.4 回転アーム式ポイントゲージ

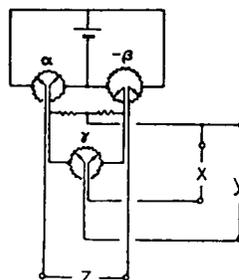


図-3.5 座標変換回路

(2) 試作品とその精度

写真-3.1は、上のような原理に基づく、回転アーム式ポイントゲージを試作したもので、角度 α はアーム1（写真番号③）、 r はシャフトの回転を直接にポテンシオメータ α （②）、 r （①）で検出し、 β はアーム2（④）の回転をワイヤ1（⑤）でシャフト部まで導いてから、ポテンシオメータ β （⑥）によって検出している。また、アーム2の先端に取り付けた針（⑩）が常にシャフトと平行を保つよう、シャフトに固定したブリー（⑦）の向きを、ワイヤ2（⑧）、3（⑨）で順次伝達している。なお、針先がシャフトの周りを回転しても、ハンドル（⑩）はそれと独立な向きをとれるよう

ボールベアリングで支持している。後方に見えている⑫および⑬は、アンプとレコーダーである。

測定範囲は、原理的には、 $[R_1 \sim R_2, R_1 + R_2]$ の半径の球殻内全域であるが、針先のハンドル部分だけを支えて、片手で操作する場合には、

$$-\pi/2 < \beta < \alpha < \pi/2 \dots\dots\dots (3.4)$$

の条件から外れると、モーメントのつり合いより、ハンドルを下方に抑える力が必要となり、位置によっては、接合部に大きな力が作用して危険となる。したがって、若干の余裕をみて、アーム2の先端を動かす範囲は、図-3.6の斜線を施した部分の回転体内部に限定すべきであろう。

向きの伝達方法としてはこのようなワイヤとプーリーを用いた方法をとらなくても、それぞれのアームを市販のZランプや、大型車のワイパーに見られるような、ヒンジで結合した平行四辺形にしておけば、調整が容易で、力のバランスも取りやすいのであるが、測定範囲がやや狭くなるきらいがある。

試作器は、辺長約1mの立方体内部が測定できることを目標に、アームの長さを85cmに選んだ。

測定精度は、あとに述べる実験内容から、約1mm(全体の0.1%)の誤差を許



写真-3.1 回転アーム式ポイントゲージの試作品

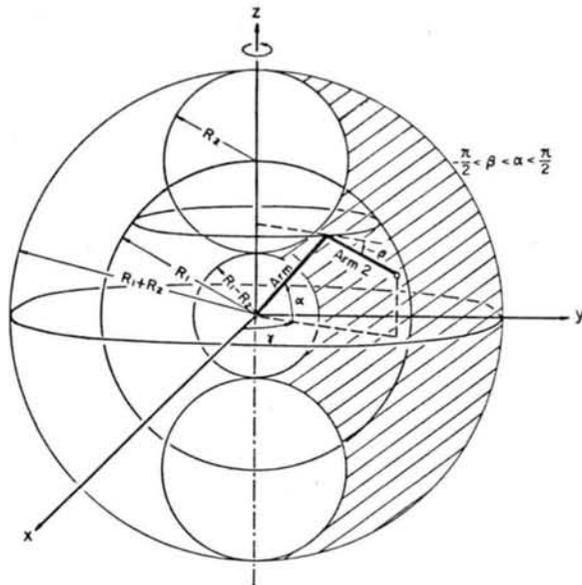


図-3.6 回転アーム式ポイントゲージの測定範囲

容するが、それが局部的に集中するものであってはならず、この意味で、ポテンシヨメータは巻き線式のものよりも導電プラスチック式のもの、さらにできれば、無接触式のものが見られる。しかし、三角関数ポテンシヨメータで無接触式ものは市販されていないので、本器では、市販の導電プラスチック製三角関数ポテンシヨメータ（緑測器・SP-5F、公称精度1%）を使用した。

本器を用いて物体の形状を測定するときに現れる誤差は、大別すると、測定器の針先を測定対象位置に正確に追従させているかどうかという、操作上の誤差、ならびに、針先が正確に測定対象を追従していても、それが正確に変換されるかどうかという、検出・記録・表示上の誤差とになる。前者すなわち操作上の誤差は、熟練によってかなり解消できるが、測定対象位置の物質が軟く、反力が小さい場合には、その接触の確認を視覚に頼らざるを得ないため、0.5 mm程度の誤差は避けられない。また、本器が操作性にすぐれているというのは、滑らかに動かしながら測定ができるという意味であって、それを急速に動かすことは困難である。したがって、高速で振動する物体の表面の測定などには適さない。追従速度は、せいぜい10 cm/sec程度までであろう。

後者、すなわち検出・記録・表示上の誤差は、さらに、角度の伝達に伴う機械的な誤差と、その変換・表示に伴う電気的な誤差とに分けられる。機械的な誤差のうち、部材の寸法の不均一や接合部のねじれによるものは、入念な製作によって解消できるが、回転部分の遊びや、部材のたわみによるものは、ある程度は避けられないように思われる。

電気的な誤差でまず問題になるのは、本器の心臓部ともいえる、ポテンシヨメータの精度である。試作器に用いた導電プラスチック製ポテンシヨメータは、接点（極値）付近を除くと、公称よりもはるかに精度が良く、使用範囲を限定すれば、充分実用に供し得る。ところが、極値付近、すなわち α 、 β 、 r のいずれかが直角またはその整数倍に近いところでは、歪みが大きく、充分な精度が得られない。さらに、電気的な誤差として、増幅回路の非線形性や、各部で、発生するノイズがある。

以上のようなさまざまな誤差が重なった結果としての、本器の全体の精度は、当初企んだ $\pm 0.1\%$ には及ばず、場合によっては、1%の精度すら出なかった。特に、2つのアームが構成する面に垂直な方向への精度が悪く、3次元位置測定用と云うものの、3つの座標成分が同じ精度で得られるわけではなく、事実上、空間位置の、ひとつの鉛直面への投影がかなりの精度で得られているに過ぎないのが現状である。

しかしながら、以上に述べた欠点の大部分は、部品の選択と入念な製作によって軽減できるものであり、さらに、座標変換回路のデジタル化など、いくつかの改良を加えることによって、実用化できるであろう。

なお、図-3.3に示したような、スライド式ポイントゲージにポテンシヨメータを付加した構造の

ものは、とりあえず、手動で円滑な操作が行える範囲として、2次元測定用のものを製作し、充分な機能を果している。前章に示した横断面形状の測定は、それを用いたものである。

第3節 急勾配粘着性流路の変動に関する実験

(1) 実験方法

著者は、粘着性材料として、ベントナイトを用いた侵食実験を数多く行ってきたが、本章では、前章までに示した実験ケースの一部も含めて、急勾配粘着性流路の変動過程を追跡した一連の実験について考察する。

実験は14のRunから成っており、Run 1～10は前章に述べた実験Series Bに相当し、幅・深さとも約7cm、長さ2.3mの水路を、所定の勾配に傾けて土砂を敷きならし、中央に幅1cmの長方形断面の溝を切って、上流端から給水を行ったものである。使用材料は、Run 1～9では、1mmの均一砂とベントナイトと水を重量比9:1:3で混合したもの、Run 10では、洛西ニュータウンのり面で採取した土砂のうち、れき分を取り除いて、湿潤状態で軽く突き固めたものを用いている。Run 11および12は、土層の厚さを大きくして、長時間の侵食過程を調べたもので、幅50cm、深さ1m、長さ2mの土槽(写真-3.2)に硅砂5号(粒径約0.4mm)とベントナイトと水を先と同じ比率で混合したものを所定の勾配で敷きならし、Run 1～10と同様の手法で、断続的な通水を行い、停水時に底面形状、その直前および直後に水面形状を測定したものである。しかしこの方法では、通水時に絶えず侵食が進むため、水面形状の詳細な測定が行えない。

そこで、Run 13では、測定時にはラッカーを吹き付けて底面を固定し、測定が済めばシンナーでそれを溶解させることにより、その難点を克服した。水路は幅20cm、深さ15cm、長さ2mであ

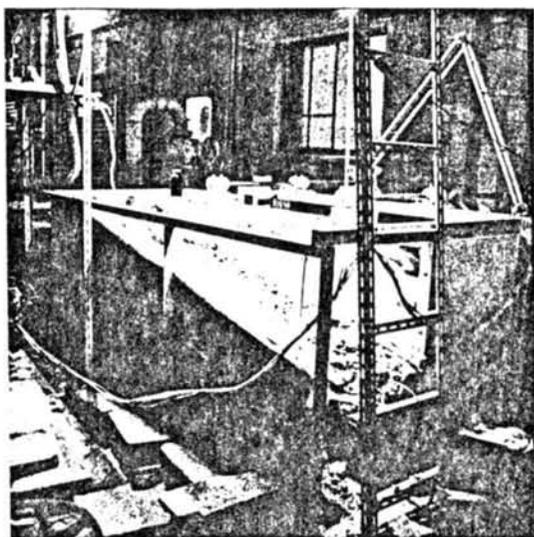


写真-3.2 実験状況
(Run 11, 12)

る。(写真-3.3)

Run14は、縦断面内の2次元的現象を調べるため、1cmの間隔をもつ2枚の亚克力板で、側方侵食を抑えている。(写真-3.4)



写真-3.3 実験状況
(Run13)

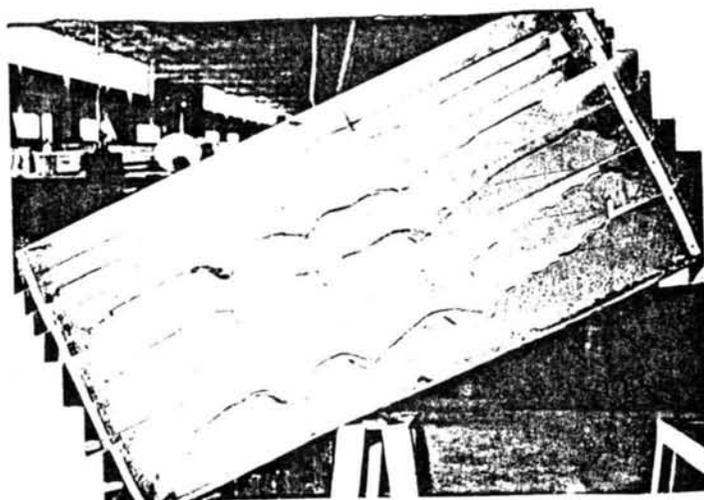


写真-3.4 実験状況 (Run14)

測定方法は、前節に述べた回転アーム式ポイントゲージやポテンショメータ付スライド式ポイントゲージのほか、通常読み取り方式によるポイントゲージや写真撮影も併用している。

(2) 実験結果

表-3.1は、各実験ケースにおける、実験条件ならびに、実験終了時の流路形状特性の概略を示したもので、条件によっては、かなりの蛇行や縦断方向の凹凸が発達している。

表-3.1 実験条件ならびに結果

	Incli- -nation	Discharge	Water Supply- ing Time	water Surface Width	Maximum Depth	Longitudinal Wave Length	Meander Wave Height	Meander Wave Length	Width
	$I(\sin\theta)$	$Q(\text{cm}^3/\text{s})$	$t(\text{hr})$	$B(\text{cm})$	$h(\text{cm})$	$\lambda(\text{cm})$	$\Delta(\text{cm})$	$\lambda_m(\text{cm})$	$A(\text{cm})$
Run 1	0.225	5	3	1.3	0.32	8.9	0.93	17.2	0.8
Run 2		9	3	1.2	0.32	6.3	0.97	17.4	1.0
Run 3		20	2	2.2	0.63	5.5	1.15	62.9	0.7
Run 4	0.438	2	3.5	0.9	0.27	3.6	0.34	13.5	1.2
Run 5		5	2	1.3	0.34	4.4	0.79	7.8	2.0
Run 6		10	1.5	1.7	0.36	4.7	0.96	11.9	1.0
Run 7	0.707	1	0.3	(deposition)					
Run 8		2	1.75	0.8	0.21	4.2	0.58	12.7	0.7
Run 9		5	1.25	1.2	0.35	2.6	0.58	11.9	1.1
Run 10	0.545	10	0.33	1.3	0.39	6.3	2.14	11.8	2.1
Run 11	0.555	40	8	3.0	1.2	15	6	15	2.5
Run 12	0.196	10	50	1.5	0.56	14	1	11	4.0
Run 13	0.555	40	3	3	1	15	5	30	3
Run 14	0.438	20	1.5	1.0	0.7	12	3		

図-3.7は、このうちのいくつかのケースについて、縦断形状の時間的変化を表したもの、図-3.8は、平面形状の時間的変化を表したものである。

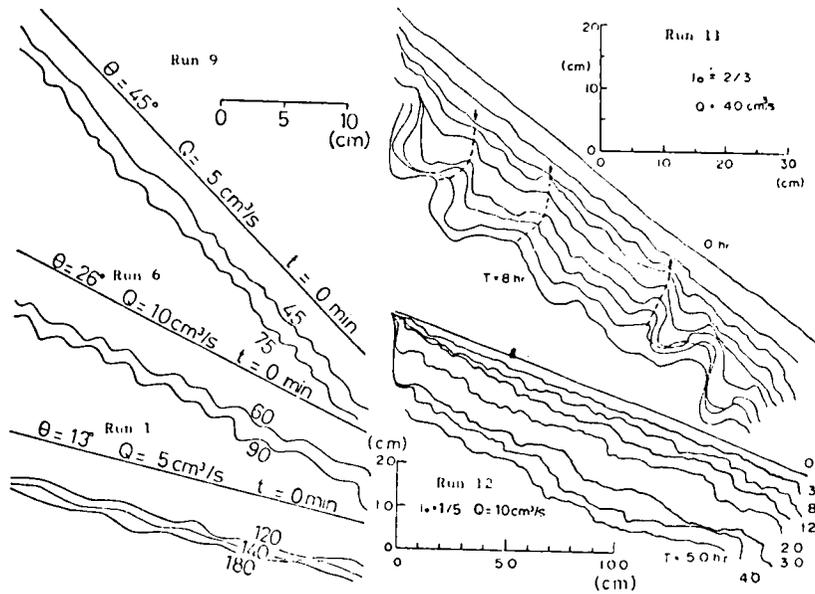


図-3.7 縦断形状の発達過程

ただし、流路形状は、流路の各断面の最深部をつらねた線で代表させている。

縦断形状の代表例として、図-3.7のRun11を詳しく見ると、通水後まもなく波長の短い凹凸が発生し、2時間後には段差を生じるようになっている。5時間後にはこれらの段差がある程度統合されながら、オーバーハングを伴った滝状のものへと発達し、さらに時間が経過すると、滝の落下点にはプールが形成され、そののちは依然として侵食が続いているものの、全体的な形状の変化は緩慢になっている。図中、矢印を付した線は、顕著な段差の頂点を追跡したもので、最初は下流側へ前進していたものが、しだいに上流側へ後退していく傾向がある。

図-3.9は、この図から、流下方向に平均した侵食速度を求めたもので、流況が時間とともに非常に変化するにもかかわらず、全体として侵食速度がさほど変わらないことは、注目値する。

次に、平面形状の代表例として、図-3.8のRun12を詳しく見ると、蛇曲から迂曲、さらには短絡への移行が見られる。図に見られるような不規則な波形において、蛇行特性（蛇行幅、蛇行波長、伝播速度）を求めることは困難であるが、

流路中心線の変曲点を結ぶ線分からの距離をもって振幅（ a ）、その2倍を蛇行幅として、蛇行幅の時間的変化をプロットすれば、図-3.10のようなことになる。図中、棒グラフで示してあるのは、各時刻における蛇行幅の頻度分布、白丸を結ぶ折れ線で示してあるのは、2mの区間にわたる平均蛇行幅である。一方、流路中心線の変曲点を結ぶ弦長の2倍として定義される蛇行波長（ λ_m ）は、通水初期においてはほぼ定まり、その後、変動はあるものの、明確な増加傾向や減少傾向は見られない。

図-3.11は、流路中心線の変曲点を結ぶ弧長の2倍として定義される蛇行長と蛇行波長の比で、

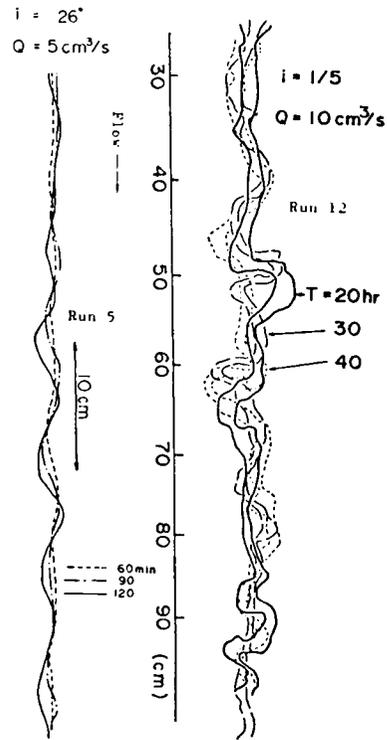


図-3.8 平面形状の発達過程

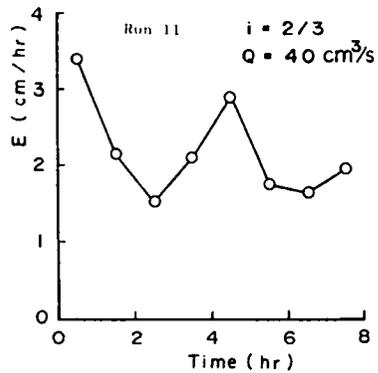


図-3.9 侵食速度の時間的変化

蛇行の発達程度を表すパラメータとしてよく用いられる、屈曲率（屈曲示数）¹⁾の時間的変化を示したもので、図-3.10の場合と同様に、棒グラフがその頻度分布、白丸を結んだ折れ線が平均値を表している。平均屈曲率は30時間を経過するまで直線的に増加し、その後ほぼ一定値を保つようになるが、これは、個々の屈曲の屈曲率がある程度大きくなると、短絡を生じるためであると考えられる。この実験で測定された最大の屈曲率は約3である。

なお、蛇行の伝播方向は明確でない。

図-3.12は、Run 13の、通水2時間における鉛直横断面図を、水路中心を通る鉛直縦断面の上に回転投影して、その包絡線を描いたものである。

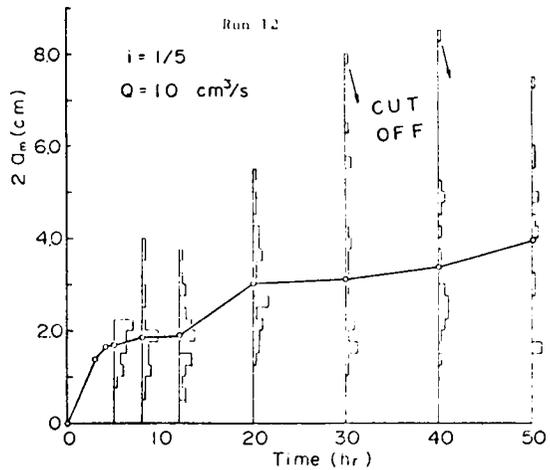


図-3.10 蛇行幅の時間的変化

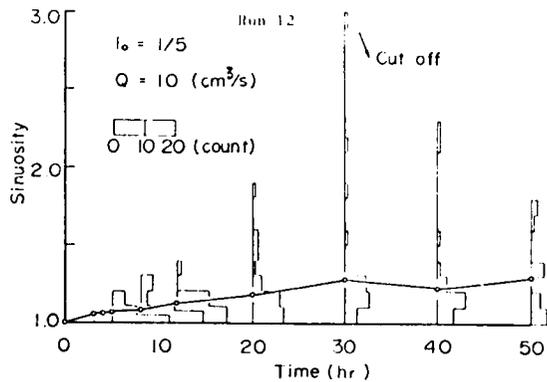


図-3.11 屈曲率の時間的変化

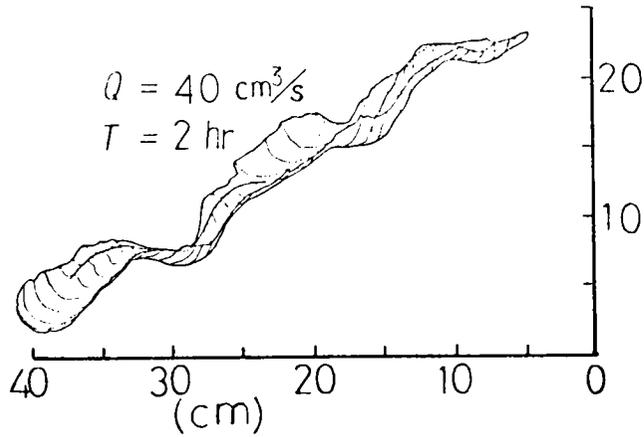


図-3.12 流れの3次元形状 (Run 13)

第4節 急勾配粘着性流路の変動に関する考察

前節に示したように、急勾配粘着性流路は、侵食の進行に伴って、3次元的にきわめて複雑な形態をとるようになり、流れの状況も時間的ならびに空間的に大きく変化する。流路形状の3つの側面である、横断形状・縦断形状ならびに平面形状は、互いに関連し合ったものであり、独立に論じることができないが、便宜上、それらのおおのみに重点をおいた考察を行った上で、さらに、それらの相互関係や、流れに及ぼす総合効果を考察してみよう。ただし、流れの平均的な横断面形状については、既に前章で詳しく論じたので、改めて述べることは省略する。

(1) 縦断形状に関する考察

図-3.7に見られたように、急勾配粘着性流路には、侵食の進行に伴って、階段状の縦断形状が発達することがある。このような現象は、実際の裸地斜面や、山間の小渓流においてもしばしば見られるものであり、その発生原因のひとつとして、巨れきの存在や、土質の不均一が考えられるが、この実験のように、比較的均一な場においても段差が生じるということは、その一因が、流れの機構そのものに内在する一種の不安定現象にあることを想起させる。そこで、砂れき床における河床波の発生機構の解析と同様に、開水路流れの一次元解析法に基づいて、粘着性流路床の安定解析を行ってみよう。

一般に河床の単位面積・単位時間あたりの侵食を E 、堆積量を D とすれば、河床変動速度は、流砂

の連続条件より

$$\partial n / \partial t = -E + D = (-\partial q_T / \partial s) / (1 - \lambda) \quad \dots (3.5)$$

と表される。ここに、 (s, n) は河床面における流砂の運動方向と、それに垂直上向き方向をとった曲線座標、 q_T は流砂量、 λ は河床の空げき率である。そして、第1章に述べたように、砂れき床では、平衡状態からのずれが少ないことから、 q_T を水理量に対応させて解析するのが通例であるが、粘着性流路床ではそれは不合理で、むしろ D を E に比べて小さいものとして、河床変動 $\partial n / \partial t$ を直接に水理量と結びつけるのが妥当である。

そこで、流れが2次元的であり、かつ漸変流としての解析ができるものとするれば、その基礎方程式系は次のようになる。ただし、流量は一定とする。

$$\left. \begin{aligned} \partial z / \partial t &= -E, \quad E = f_n(u_*) \\ (\partial h / \partial x) \cos \theta &= i - \partial / \partial x (v^2 / 2g) - u_* / gR, \quad R = h \\ i &= \sin \theta - (\partial z / \partial x) \cdot \cos \theta \\ v h &= q (\text{const.}) \quad \text{i.e. } v = q / h = f_n(h) \\ u_* &= (1 - \alpha \partial h / \partial n) v / \varphi = f_n(h, h_x), \quad h_x \equiv \partial h / \partial x \end{aligned} \right\} \dots (3.6)$$

ここに、 (x, z) は、図-3.1.3に示すように、主流方向ならびにそれと垂直上向き方向にとった河床面の座標、 h は水深、 v は流速、 i は勾配、 u_* は摩擦速度、 R は径深、 θ は平均勾配、 q は単位幅流量である。また、 f_n は関数を表し、 α は加速・減速による摩擦速度の変化²⁾を表す係数、 φ は等流状態における流速係数である。

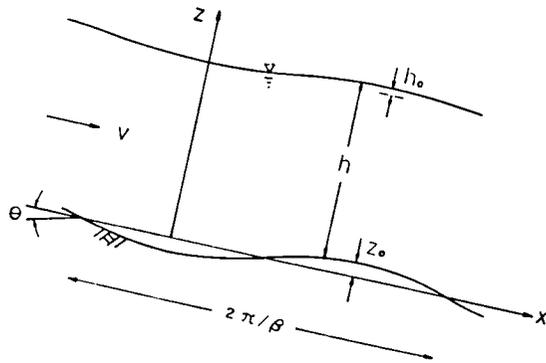


図-3.1.3 記号説明図

$$a' = a_0 e^{\tau_1 t} \cos \{ \tau_2 t + \beta (x - \delta_a) \} = \text{Real} \{ a_0 e^{(\tau_1 + i\tau_2)t + i\beta(x - \delta_a)} \} \quad \dots (3.7)$$

と表されるものとするれば、増幅率および伝播速度は、

$$r_1 = \frac{dE}{du_*} \left\{ \frac{\partial u_*}{\partial h} (1 - F_r^2) + \frac{\partial u_*}{\partial h_x} \frac{F_r^2}{\varphi^2 h} \right\} \beta^2 / \Delta \quad \dots\dots\dots (3.8)$$

$$c = -\frac{r_2}{\beta} = \frac{dE}{du_*} \left\{ \frac{\partial u_*}{\partial h} \cdot \frac{u_*}{gh^2 \cos \theta} (u_* - 2h \frac{\partial u_*}{\partial h}) - \frac{\partial u_*}{\partial h_x} (1 - F_r^2 + 2 \frac{u_*}{gh \cos \theta} \frac{\partial u_*}{\partial h_x}) \beta^2 \right\} / \Delta$$

\dots\dots\dots (3.9)

となる。ここに、 $F_r = u / \sqrt{gh \cos \theta}$ 、 $\Delta = \{ u_* (u_* - 2h \partial u_* / \partial h) / (gh^2 \cos \theta) \}^2 + \{ 1 - F_r^2 + 2u_* (\partial u_* / \partial h_x) / (gh \cos \theta) \}^2 \beta^2$ である。

擾乱が発達する条件は $r_1 > 0$ であるが、粘着性流路では、一般に E と u_* が正の相関をもつから、式(3.8)より、その条件は波長によらず、

$$F_r > 1 / \sqrt{1 - \frac{1}{\varphi^2 h} \frac{\partial u_* / \partial h_x}{\partial u_* / \partial h}} \approx 1 / \sqrt{1 - \frac{\alpha}{\varphi^2}} \quad \dots\dots\dots (3.10)$$

となり、通常は α / φ^2 が1に比べて充分小さいので、結局、常流は安定、射流は不安定ということになる。また、 $F_r > 1$ のとき、式(3.9)は負となるから、擾乱は上流方向へ伝播することになる。

以上が2次元漸変流としての線形解析の結果であるが、これを先の実験結果と比較してみよう。このような2次元流れに最も近いのは、側壁を固定して横方向の変動を除外したRun14であると思われる。この実験は幅が1cmで側壁の影響が含まれていると思われるが、このように幅を極端に狭くしたのは、幅を広くすると、前章に示したように、横断方向の凹凸が発達して、かえって2次元性をそこなうからである。なお、この実験では、砂粒粗度を小さくするため、河床材料の砂分としては、豊浦標準砂を用いている。水路勾配は26°、流量は30cm³/secで、通水開始後90分まで、15分毎の写真をつなぎ合わせたものが、先の写真-3.4である。初期水深は4.5mmで、 $F_r = 3.2$ の射流であるが、30分頃から凹凸が急速に発達し、他の3次元的な侵食実験の場合に酷似した、湛水部を伴う階段状の縦断形を呈するようになる。このことから、粘着性流路における階段状縦断形状の発生原因は、必ずしも流れの3次元性に求める必要はなく、2次元的な流れの機構そのものに内在しているものと考えられる。

一方、第1章に示した、常流状態における侵食実験によれば、図-1.10および図-1.11からわかるように、少なくとも半時間以内には、目立った凹凸は生じておらず、式(3.10)による安定・不安定の判定が妥当であるように思われる。

ところで、上に示した線形解析は、あくまでも微小擾乱に対して適用されるものであり、既に発達

してしまった擾乱に対してその結果が適用できるかどうかは検討を要する。写真-3.4あるいは図-3.7に見られるような、擾乱が発達して、跳水部分や滝状の部分に伴うようになった流れに、漸変流としてのこのような解析が適用できないことは明白であろう。たとえば、上の解析によれば、射流状態ではいかなる波長の擾乱も発達することになるが、実際には、擾乱の波長は初期において小さくて侵食の進行に伴って統合され、波長と波高がともにある大きさになったのち、その変形速度が落ちるようである。

次に、擾乱の移動方向であるが、写真-3.4ではそれが明確でないので、図-3.7によって検討してみよう。Run 1~10においては、その移動方向の明確でないものもあるが、全体的に見て、上流方向に伝播する傾向が強いようである。しかしながら、Run 11においては、先にも述べたように河床の凸部が侵食の初期においてむしろ下流側に前進し、かなり発達したのちに、上流側へ後退するようになっている。これは、上に示した2次元漸変流としての線形解析では説明できないことであり、流れの3次元性の効果ではないかと考えられる。

(2) 平面形状に関する考察

前節の実験から、急勾配粘着性流路においても蛇行現象の見られることが明らかとなった。この場合の蛇行は、沖積河川に見られるような、土砂の堆積機構を含むものではなく、明確な下刻現象を伴った、いわゆる穿入蛇行である。ここで、蛇行特性、とりわけ蛇行幅がどのようになるかということは、面的な広がりをもった場において、その流路の支配圏（集水圏）、ひいてはその流路の流量その他の規模自体を決定する要因として、重要である。

レジーム論に見られるように、蛇行現象にもある平衡状態が存在し、水理量と蛇行幅の間に統計的な意味で対応がつけられるか、それとも蛇行幅には上限がなく、どこまでも無秩序に屈曲が進むものかについては、議論の分かれるところであるが、本実験によれば、個々の蛇曲の振幅には上限があって、それに達したものは短絡していったん振幅が減少し、再び発達を始めるという現象を繰り返し、平均蛇行幅の変化率は、時間とともに急激に減少するようである。

そこで、この上限値の意味を明らかにするために、蛇行流路の流心線形状の数式による表現としてしばしば用いられる、sine generated curve³⁾

$$\theta = \theta_0 \sin(2\pi s/L) \dots\dots\dots (3.11)$$

の特性について考察してみよう。ここに、 s は蛇曲の頂点からの弧長、 L は蛇行長（同位相点間の弧長）、 θ は流向偏角、 θ_0 は最大流向偏角である。

蛇行形状を表す代表的パラメータである、蛇行波長 λ_m （同位相点間の弦長）と蛇行振幅 a （蛇行

幅の $1/2$) を上の sine generated curve について求めると、

$$\lambda_m = \int_0^L \cos \theta \, ds = \frac{2L}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos(\theta_0 \sin x) \, dx = J_0(\theta_0) \cdot L \dots (3.12)$$

$$a = \int_0^{L/4} \sin \theta \, ds = \frac{L}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(\theta_0 \sin x) \, dx \dots (3.13)$$

であるから、蛇行幅と蛇行波長の比は、

$$\frac{2a}{\lambda_m} = \frac{\int_0^{\pi/2} \sin(\theta_0 \sin x) \, dx}{\int_0^{\pi/2} \cos(\theta_0 \sin x) \, dx} \dots (3.14)$$

また、屈曲率は、

$$S = L/\lambda_m = 1/J_0(\theta_0) \dots (3.15)$$

となる。ここに、 J_0 は、0 次 Bessel 関数を表している。

式 (3.14) は θ_0 に関して単調増加であるから、蛇曲の発達 (最大偏角 θ_0 の増大) は、取りも直さず振幅・波長比の増大ということになる。ところが、 $\theta_0 > \pi/2$ になると、流路にくびれが生じて、 $\theta = (2n+1)\pi/2$ のところで流心線が接近し、その間隔が流路幅よりも狭くなると、短絡を生じて、蛇行はいったん減衰する。すなわち、 θ_0 には上限値 $\theta_{0\max}$ が存在し、それは次式によって求められる。

$$\frac{1}{\pi J_0(\theta_{0\max})} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos \theta}{\sqrt{\theta_{0\max}^2 - \theta^2}} \, d\theta = 1 - \frac{B}{\lambda_m} \dots (3.16)$$

したがって、蛇行の振幅・波長比や屈曲率、あるいは振幅・流路幅比にも、波長・流路幅比に応じた限界値が存在することになるのである。

このような短絡が生じ得る条件は、

$$\lambda_m/B > 2 \dots (3.17)$$

であり、また、式 (3.16) より $\theta_{0\max}$ は λ_m/B の増加関数で、 $\lambda_m/B \rightarrow \infty$ のとき、

$\theta_{0\max} \approx (2/3)\pi$ となる。したがって、短絡の生じる最大偏角の範囲は $\pi/2 < \theta_{0\max} \leq (2/3)\pi$ 、蛇行幅・波長比は $0.8 \leq 2a/\lambda_m \leq 2.5$ 、屈曲率は $2 \leq S \leq 6$ となる。

ところで、最大偏角や振幅など、いわゆる極値に関する諸量は、現象の不規則性によって大きく支配され、それらの実測値から法則性を抽出することは難しい。そこで、蛇行の一波長全体にわたる形

状特性を含んだパラメータである、屈曲率を用いて、実験値を検討してみよう。図-3.10に示した実測の屈曲率の最大値は約3であり、この値より、式(3.15)および(3.14)を用いて、最大偏角と蛇行幅・波長比を逆算すると、 $\theta_{0 \max} \approx 103^\circ$ 、 $(2a/\lambda_m)_{\max} \approx 1.2$ となる。また式(3.16)を用いて、この $\theta_{0 \max}$ に対応する波長・流路幅比を求めると、 $\lambda_m/B \approx 2.4$ となる。この値は、実測の λ_m/B の平均値(約7)に比べると小さいが、それは、蛇行形状や流路幅の分布の不規則性に基づくものであろう。

卓越蛇行波長については、従来、流量または流路幅との関係式が経験的に求められており、自由蛇行では、

$$\lambda_m = \begin{cases} K_1 Q^{n_1} & , \quad K_1 = 50 \sim 100 & , \quad n_1 \approx 1/2 & \dots\dots\dots (3.18) \\ K_2 B^{n_2} & , \quad K_2 = 3 \sim 17 & , \quad n_2 \approx 1 & \dots\dots\dots (3.19) \end{cases}$$

とされている¹⁾。ここに、 Q は流量、 B は流路幅で、単位はm-sec系である。上式は実河川のデータに基づいて得られたものであるが、本実験のデータをこれと比較するため、Run 12の $Q = 10 \text{ cm}^3/\text{sec}$ 、 $B = 1.5 \text{ cm}$ を代入すると、式(3.18)では、 $\lambda_m = 15.8 \sim 31.6 \text{ cm}$ 、式(3.19)では $\lambda_m = 4.5 \sim 25.5 \text{ cm}$ となる。これに対して、実験で得られた波長は10~12cmであり、式(3.19)の示す範囲に含まれることになる。

また、先にも示したように、蛇行波長は発達初期段階ではば定まるから、直線流路における微小擾乱の線形安定解析によって得られる卓越波長と比較し得るであろう。池田ら⁴⁾は、sine generated curveで表される蛇行流路内の流速分布が、最も外岸側に偏るような波長が卓越するものと考えて、その偏倚を表すパラメータ

$$b = \frac{2\pi\theta_0 u_0}{L} \left\{ \frac{1 + u_0^2/2gh_0}{(2\pi)^2 h_0^2/f^2 L^2 + 1} - 1 \right\}$$

が、 $\theta_0 = \text{const.}$ の下で極大値を取る条件として、

$$L = \sqrt{6} \pi \frac{h_0}{\sqrt{i}} \frac{u_0}{u_*} \dots\dots\dots (3.20)$$

を得ている。ここに、 h_0 は水深、 i は勾配、 u_0 は平均流速、 u_* は摩擦速度である。しかしながら、 $\theta_0 = \text{const.}$ とおくと、蛇行長に比例して蛇行振幅が変化し、異なる振幅をもつ波形の間で、流速偏倚を比較することになり、同一の直線流路からどのような波長の蛇曲が発達するかを論じるのには適さない⁵⁾。そこで、これを若干変形して、蛇行幅が一定の下で流速偏倚が最大になる条件より、卓越波長を求め直してみよう。擾乱は微小であるとするから、式(3.13)より、最大偏角は、

$$\theta_0 \approx (16/\pi) \cdot (a/l) \dots\dots\dots (3.21)$$

と近似され、 $a = \text{const.}$ の下で先のパラメータ b が極大になる条件は、

$$L = 2\pi \frac{h_0}{\sqrt{i}} \cdot \frac{u_0}{u_*} \dots\dots\dots (3.22)$$

となる。また、偏角が小さいときには、蛇行長と波長とが、ほぼ等しいから、上式は、卓越波長の式ともなる。この式に、Run 12 の代表値として、 $h_0 = 0.3 \text{ cm}$ 、 $i = 0.2$ 、 $u_0 / u_* = 2.9$ を代入すると、 $L = 12.2 \text{ cm}$ となり、実測の蛇行波長にきわめて近い値が得られる。

なお、蛇行の移動特性については、沖積河川では下流方向へ前進すると言われているが、粘着性材料を用いた本実験では、必ずしもそのような傾向は見られない。これは沖積河川の蛇行現象には土砂の移動と堆積が密接に関与しているのに対し、本実験のような斜面侵食流路の蛇行現象には、それがあまり関与していないことによるのではないかと思われる。

(3) 流路の3次元の変動過程

これまで、流路形状特性を縦断特性と平面特性とに分けて論じてきたが、元来それらは一体のものであり、互いに影響を及ぼし合っている。また、主に、空間曲線としての流路中心線に限定してその特性を見てきたが、流路にはある幅と深さがあり、それらが時間的にも空間的にも変動する。図-3.14は、そのような3次元的な流路変動過程を概念的に表したもので、流路は蛇行しつつ低下するので、ねじれを生じ、オーバーハングを伴うようになる。

流路形状が平面的にも縦断的にも直線に近い段階では、全区間が射流状態にあり、わずかの湾曲や底面凹凸の存在によって流れの状況が非常に変わり、断面変化に伴う衝撃波の影響も加わって、横断面内の水面形状もきわめて複雑である。そしてこの段階においては、種々の微小な擾乱が混在するが、やがてその中に淘汰がおこり、あるものだけが選択されていくのである。

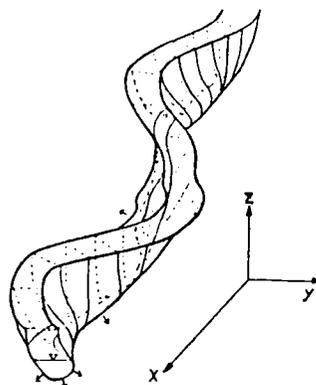


図-3.14 流路の3次元の変動過程 (概念図)

このようにして湾曲や凹凸が発達すると、流水抵抗の増大する区間で満水現象が生じ、跳水をおこして、常流区間が現れるようになる。また、場合によっては、底面からはく離れた流れが自由水脈を形成し、その落下点での衝撃力を一層強めることとなる。さらに、湾曲部や跳水部では強い2次

流が発生し、底面の洗掘だけではなく、側岸をも激しく侵食し、流路幅が流下方向に脈動する。

しかしながら、湾曲や凹凸がある程度発達し、流路幅もある程度拡大すると、2次流の流速は緩和され、ある種の平衡状態が形成されるようになる。

このように、3次元的な変動現象の組み合わさった状態では、必ずしも2次元モデルにおいて考えられるような規則的な現象は存続せず、たとえば、勾配の大きな斜面において階段状の縦断面形が発達すると、水流の蛇行は段落の部分で断ち切れ、その前後の相関が弱くなる。それは、縦断面形についても同様で、いったん段差が形成されても、横変動のためにそれが取り残されて、流水部分が平坦に戻ることもある。それらの流路形態の存在領域は、勾配や流量その他の条件によって区分けられるのではないかと考えられるが、現在の段階では、比較的緩い斜面では蛇行現象が卓越し、比較的急な斜面では階段状の縦断面形が卓越するという、定性的な区分にとどまっている。

先に図-3.9に示した底面侵食速度の時間的变化は、上に述べたような様々の作用が、ある時には助長し合い、またある時には相殺し合った結果を反映している。この図において通水初期に侵食速度が大きいのは、初期断面が狭く、単位幅流量が大きかったためである。また、5時間付近にも侵食速度のピークが見られるが、これは先に述べた強い衝撃力の現れであろう。

このような複雑な現象を解析する手法は、いまだ定式化されていないが、一次元解析法を適用するためには、諸量の各断面に対する代表値を考える必要がある。たとえば流路形状の表現としては、流下方向に底勾配と流路幅が変化する、長方形断面水路で置き換えるのが、比較的簡単である。そこで次のような方法で、断面内の平均流速、幅・水深比および流心の位置が実際のものと同じになるような長方形を求めてみよう。すなわち、図-3.15に示すように、実際の断面図の面積を、縦横にそれぞれ1:2:1に分割するような直線(X_1 , X_2 , Y_1 , Y_2)によって囲まれる長方形を、中心O(縦横の2等分線の交点)まで移動し、元の図形の面積と一致するように拡大するのである。

図-3.16は、図-3.12に示した、Run 13の鉛直横断面のデータより、このようにして求めた長方形断面流れの縦断面図と平面図であり、図-3.17は、これから主流に垂直方向の断面平均諸量を求め直し、流下方向にプロットしたものである。ただし図-3.17の横軸の x 座標は、図-3.16中に細線で示している

ように、流路位置の変化を流れに垂直方向に追跡し、それぞれの位置に対応する、 $t = 2 \text{ hr}$ における流心の水平距離を求めたものである。また、 u_{*e} は、侵食に寄与する有効摩擦速度で、第1章の

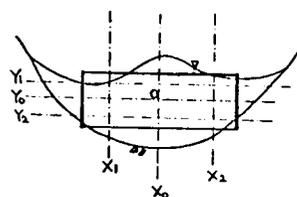


図-3.15 長方形による
任意断面の置き換え

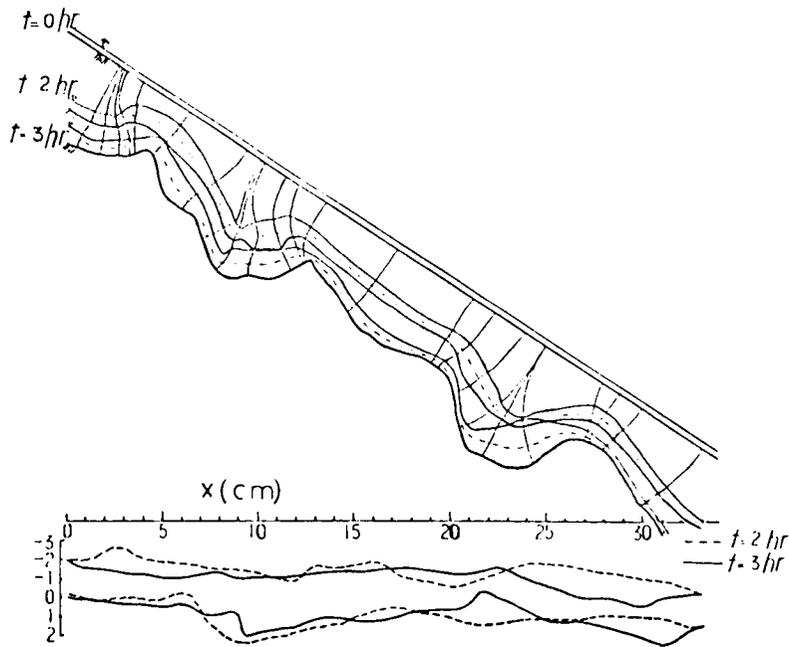


図-3.16 長方形断面に置き換えた流路の縦断形状ならびに平面形状

図-1.4 で得られた侵食速度と摩擦速度の関係を用いて、

$$E / u_{*e} = 0.75 \times 10^{-4}$$

とおき、侵食速度の実測値から換算したものである。

図中、白丸印で表しているのは、前章に示したレジーム公式(2.40)によって求まる流路幅(水面幅)をもち、かつ、式(2.36)の平衡条件を満たす、閉じた平衡断面を想定し、それを先に示した方法によって長方形断面に置き換えて求めた、諸量の平衡値である。

初期断面は平衡断面よりも小さく、時間とと

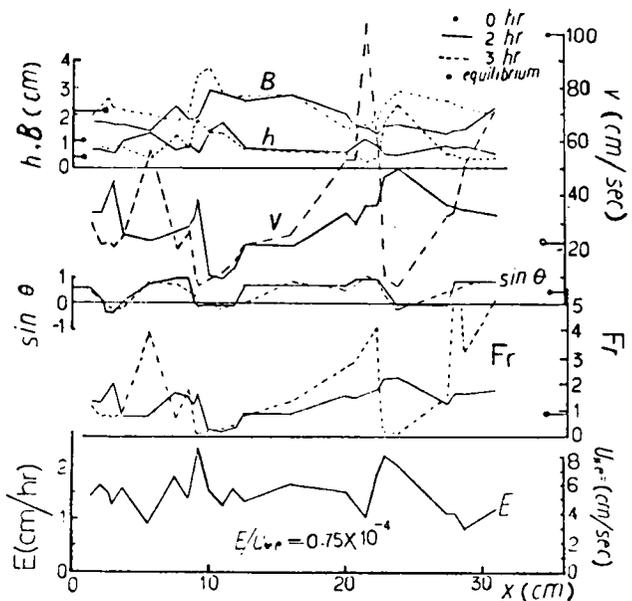


図-3.17 種々の水理量の流下方向変化

もに断面が拡大しながら平衡状態に近づいているように思われるが、これは、流れの抵抗が増大していることにはかならない。すなわち、侵食の初期の段階では、抵抗係数 $f (= 8 I_e / (v^2 / g R))$ が 0.16 であったものが、2 時間後には 2.7 になっている。しかも、その損失がプール部分に集中しているだけでなく、 $x = 15 \text{ cm}$ 付近の比較的一様な部分において $f = 8$ とまでなっていることは、注目に値する。これは、衝撃波に関連があるものと思われ、今後明らかにしていかなければならない問題である。

しかしながら、侵食に寄与する有効摩擦速度は、このような抵抗係数から算定される $u_* (= \sqrt{f/8} v)$ よりもずっと小さく、侵食が進行してもさほど変化しない。

次に、図-3.17における v と u_{*e} の分布状況を比べれば、局部的には対応する区間もあるが、総体的にはその対応関係が明確でない。たとえば、プールから急傾斜部への遷急点では、クレスト直下流の侵食力が小さく、逆に、勾配の急に減少する地点では、きわめて大きな侵食力が作用し、プールが急速に発達しているが、これらは、流線の曲がりによる影響ではないかと考えられる。ことに、 $t = 2 \text{ hr}$ における $x = 23 \text{ cm}$ 付近のように、射流のままで勾配が変わっている場合には、最大の侵食速度が現れている。しかし、 $t = 3 \text{ hr}$ においては、その地点はもはやプールと化し、侵食力は激減しているものと思われる。

このような流下方向に急激に変化する流れの掃流力分布を明らかにすることは、今後に残された課題である。

第 5 節 結 語

本章では、急勾配粘着性流路の 3 次元の変動過程に着目し、主に実験的な考察を行った。また、それに先立ち、複雑な流れの形状を能率的に測定するために開発した、3 次元位置測定用ポイントゲージについて触れている。得られた結果を要約すると、次のようである。

従来のポイントゲージは、3 次元的位置測定を円滑に行うのには適さない。これは、ゲージを手動で直交 3 軸に沿ってスライドさせねばならないことと、目盛を逐次肉眼で読み取らねばならないことに基づいている。そこで、まずゲージの変位を電圧に変換して、電氣的に記録できるような改良を行い、さらにゲージの 3 次元運動の円滑化をはかるため、スライド式から回転アーム式への根本的な転換を試みた。試作品の精度は充分なものとは言い難いが、若干の改良を加えることによって、充分実用に供し得るものと確信する。

実験によれば、急勾配粘着性流路には、条件によって著しい穿入蛇行や階段状の縦断形状が発達す

る。その結果、流れの抵抗係数はきわめて大きくなり、出水特性や土砂流出特性が非常に変化する。このような現象は、元来3次的に取り扱わねばならないが、便宜上、まず縦断形状と平面形状とに分けて考察を行った。

2次元漸変流モデルによる線形安定解析によれば、平坦な粘性流路床は、常流状態では安定、射流状態では不安定となり、縦断方向の擾乱が発達する。この領域区分は、実験結果に適合している。卓越波長や波高については、ほとんど解析を行い得なかった。

一方、流路の平面形状については、流心線形状を sine generated curve で表すことにより、屈曲率や振幅の上限値と流路幅の関係を導いた。また、実験によれば、蛇行波長は時間的にあまり変化せず、レジーム論に見られる流路幅との関係や、線形安定解析において流速偏倚が最大になる波長として導かれる卓越波長とはほぼ一致する。

しかしながら、流路の変形が進むと、必ずしも2次元モデルにおいて考えられるような規則的な現象は存続せず、たとえば、勾配の大きな斜面において階段状の縦断形が発達すると、水流の蛇行は段落の部分で断ち切れ、その前後の相関が弱くなる。

これらの現象を総合的に解析していくことは、今後に残された課題である。

参 考 文 献

- 1) 高山茂美：河川地形，共立出版，1974，pp. 217-222.
- 2) 椿東一郎・斎藤隆：流れによる Sand Wave の発生限界，九大工学集報，40，(5)，1967.
- 3) Langbein, W. B. and L. B. Leopold : River Meanders — Theory of Minimum Variance, U. S. G. S. Professional paper 422-H, 1966.
- 4) 池田駿介・日野幹雄・吉川秀夫：河川の自由蛇行に関する理論的研究，土木学会論文報告集，第255号，1976.
- 5) 沢井健二：池田駿介・日野幹雄・吉川秀夫共著“河川の自由蛇行に関する理論的研究”への討議，土木学会論文報告集，第265号，1977.

第4章 裸地斜面における流路網の形成過程

第1節 概 説

前章までは、主として単一の流路の変動過程について論じてきたが、裸地斜面など、面的な広がりをもった場における土砂流出や出水特性を、水理学的に解明するには、流路の配列状況を把握することが必要である。

流路の形成過程には、谷頭侵食に見られるように、中間流もしくは地下水流が表面流となって地表に現れる点が、上流方向へ後退していく過程と、既に表面流となったものが、第2章に述べた横断方向凹凸の発達によって分裂する過程、ならびに破堤や溢水に伴う水流が、微地形に応じて流下する過程がある。一方、流路の消滅過程には、浸透による表面流の消滅と、分合流に伴う派川の涸涸とがある。このような、流路の形成・消滅ならびに変動過程に伴って、地表面には複雑な流路網が形成されるのである。

従来、流路配列の問題は、計量地形学の分野において、実証的な研究がなされるとともに、確率論的な考察が数多く行われてきた¹⁾。しかし、その多くは、統計的に見て、どのような流路配列が存在しやすいかという問題を取り扱ったものであり、ある与えられた流路網が、どのように変形していくかを、流路変動機構に基づいて論じたものは、きわめて少ないのである。

そこで本章では、流路網の形成過程、あるいは変形過程に着目して、実験的な考察を行うとともに、時間的要素を組み入れた確率シミュレーションによって、それを模擬、追跡する。

第2節 裸地斜面における流路網の形成に関する実験

(1) 実験方法

斜面侵食の実験には、大きく分けて2つの給水方法があり、そのひとつは、散水によって斜面全体にはほぼ一様な給水を行うもの、もうひとつは溢流や放水によって、斜面上端に集中的な給水を行うものである²⁾。斜面上に表流水がどのように分布するかは、このような給水条件のほか、土壌の浸透性や、排水条件によって支配され、その組み合わせには種々のものがあるが、本研究では、図-4.1に示すような、7種類の実験を行った。

Case1～6は、降雨装置による面的な給水、Case7は水槽からの越流による上流給水を行った

もので、斜面材料は Case 1 は山土を転圧したもの、Case 2～6 は川砂、Case 7 は前章までの実験と同じく、1mmの砂とベントナイトと水を重量比 9 : 1 : 3 で練り混ぜたものである。斜面の諸元は、Case 1 が幅 2.0 m、長さ 7.5 m、勾配 1 / 15 の斜面を両側から向かい合わせて、接合部の片側に幅 1 m の床固めを設けたもの、Case 2～

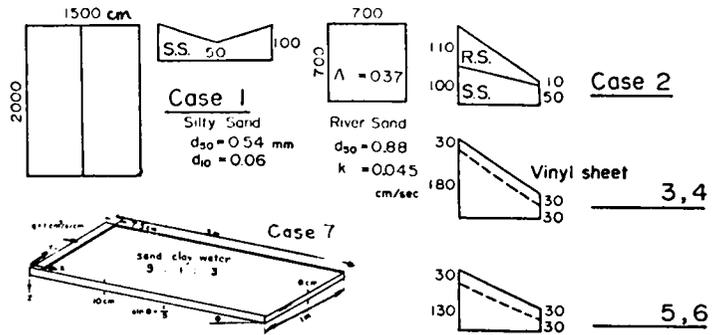


図-4.1 実験条件

6 は、その斜面の片側 7 m × 7 m の部分をブロック壁で囲み、斜面下端を固定したもの、Case 7 は、幅 1 m、長さ 3 m、深さ 10 cm の斜面水路を、勾配 1 / 5、下流端開放状態で設置したものである。Case 2～6 は、さらに、砂層厚さと降雨強度を変えたものである。

実験はいずれも、平坦に敷きならした斜面に、断続的に給水を行い、写真撮影その他によって表面流の分布状態を把握するとともに、下流端で流出水量ならびに流出土砂量を計測する。また、停水時に流下方向 50 cm 間隔の測線を設けて、表面形状の横断測定を行い、流路の形成過程を追跡する。その他、水深や水面幅、流速などを適宜測定しているが、それらは必ずしも系統的なものでない。

(2) 実験結果ならびに考察

a) 概況

まず、各実験ケースの概況を述べると、次のようである。Case 1 の斜面は、浸透能が小さいために降雨開始とほとんど同時に斜面全体に表面流が発生し、その流量もほぼ定常である。そして、初期の段階では、細粒分の侵食が生じてかなりの土砂流出が見られるが、やがて表面の粗粒化に伴ってその速度は急減する。その結果、地表面に多少の凹凸は生じるものの、明確な流路が形成されるには至らなかった。

これに対して、Case 2～6 においては、浸透能が大きく、初期の降雨はすべて浸透してしまう。そしてやがて地下水位が上昇すると、下流端付近から表面流が発生し、その領域は急速に拡大する。

それと同時に、横断方向の不均一性も急速に増大して、流水の集中化が顕著となり、水みちが形成される(写真-4.1)。ここま

でいわゆる「層状侵食」もしくは「初期のリル状侵食」の段階である。流水がさらに集中すると、水みちは谷状の形態を形成するようになり、周囲との比高が大きくなると、その頭部や側壁には、mass movementが発生する。その様式には、飽和した砂層が比較的なだらかな勾配で塑性流動をおこすものと、ほぼ鉛直に切り立った壁に平行な亀裂を生じて、含水量の小さい土塊が崩落するもの、および両者の混在したものがある(写真-4.2)。この段階を「ガリ侵食」と呼んで差し支えないであろう。ガリの中の流路はきわめて不安定なもので、土砂によって埋没したり、逆に堆積物を急激に押し流したりしながら、分合流を繰り返す。また、個々の流路には高さの違いがあるために、あるひとつのものの侵食が卓越すると、隣接するものでは流水が涸渇する現象も見られる。このように、Case2~6の侵食は実に多くの要素を含んでおり、全体として非正常性が非常に強い。とくに流路の配列のパターンについては、予測し難いものがある。

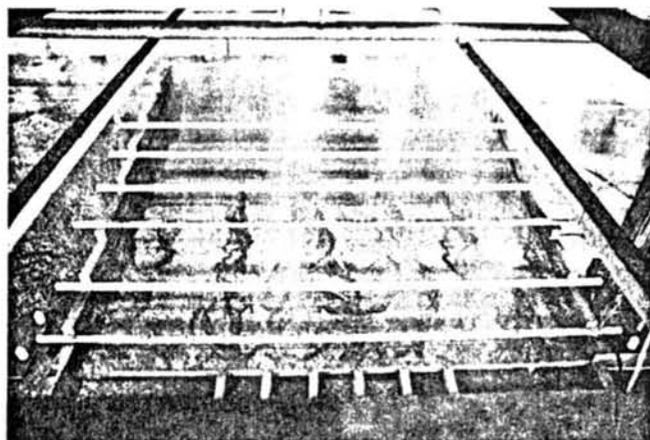


写真-4.1 流路の発生

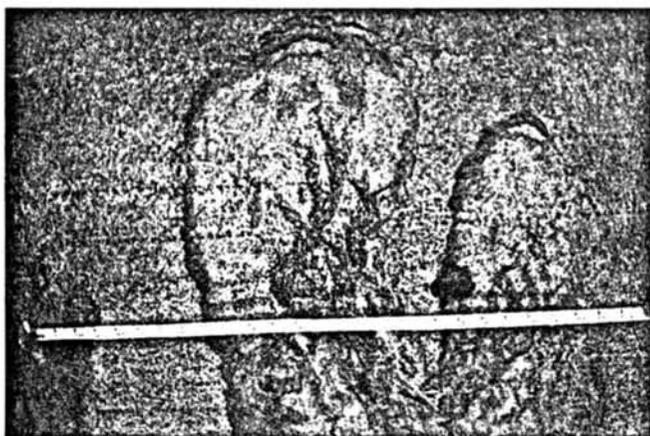


写真-4.2 谷頭侵食

しかしながら、個々の流路の内部における土砂の輸送形態はやはり掃流による各個運搬である。また、流路は激しく変動し、個々のそれは消長を繰り返すというものの、測線上のその個数や、その総水面幅には急激な変化は現れず、ある平衡状態を保ちながら現象が進行していることを思わせるところがある。

いったん降水を停止して、地下水位が下がったのちに再開すれば、最初の降雨のときと同様に、ある一定時間、降雨はすべて浸透し、やがて表面流が現れると、下流端の流量も徐々に増大し、ほぼ定常流量に回復する。

表-4.1は、Case1~6の各Runにおける、実験条件ならびに、下流端での流出水量および流出土砂量を一覧表にしたもの。図-4.2は、Case4の横断面形状を示したものである。

Case7は、給水方法が異なるため、Case1~6とは全く異なった侵食形態が現れる。すなわち、まず通水開始直後に、斜面全体が厚さ1mm程度の sheet flow で覆われ、随所で砂粒のはく離が生じるが、微視的に見れば流れが必ずしも一様でないことや、平均流そのもののもつ土砂輸送力が小さいことから、はく離した土砂を完全に流送することができず、侵食と同時に局所的な堆積現象が随所に生じて、流れの不均一性を助長する。このような状態が10分ぐらい続くと、凹凸の規模は、幅1cm、高さ2~3mm程度に発達して、流水の存在する部分とそうでない部分とが分離するようになり、sheet flow は網状流路へと移行する。しかしながら、この段階では個々の流路が絶えず分合流を繰り返して、流路位置は定まらない。その後も斜面の凹凸はますます増大し、やがて数十分を経過すると、流路部分の掃流力が充分大きくなって、新たな堆積や分路はほとんど生じなくなる。流路本数は、この時点を一

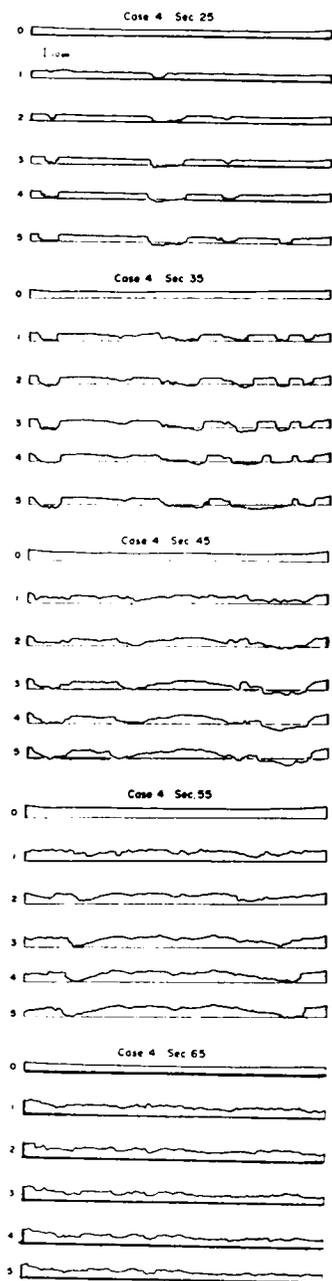


図-4.2 斜面・横断形状 (Case 4 ; 測線番号は、上流端からの距離を10cm単位で表している。)

表-4.1 実験条件ならびに下流端流出土砂水量

RUN. No.	I	R	T	t	Q_l	f'	Q_s	
1- 1	0.07	100	120				104	
2			150					
3			165					
4			160					
5			180					
6			180					
7			150					
8			180					
9			360					
10			720					
11			1440					
12			1440					
2- 1	0.22	120	135				131	
2			105					
3			120					
4			135					
5			105					
3- 1	0.22	122	80				542	
2			120					
3			90					
4			115					
5			115	360	80	3830		0.53
4- 1	0.22	78	143	122	3560	0.60	159	
2			61	84	2560	0.44		
3			54	92	2420	0.45		
4			56	94				
5			57	120	104	2660		0.49
6			56	72				
5- 1	0.16	65	121	95	3030	0.44	83	
2			67	61	2330	0.35		
3			65	120				
4			64	120	100	2910		0.51
5			66	120	80	2200		0.53
6			65	123				
6- 1	0.16	85	100	70	3060	0.42	287	
2			89	52	2590	0.43		
3			97	66	2590	0.54		
4			90	55	2470	0.44		
5			92	67	2460	0.52		
6			98	100	2710	0.56		

I ; inclination of initial slope
 R ; rainfall intensity (mm/hr)
 T ; duration of rainfall (min.)
 t ; passing time before discharge being constant (min.)
 Q_l ; lost rainfall during t (mm)
 f' ; ratio of runoff discharge to total rainfall during t
 Q_s ; sediment discharge rate during T (kg/hr)

ークにして、増加から減少の傾向へと変化するが、2～3時間後までは、流路の横変動はさほど顕著でない。すなわち、この間の流路の淘汰は、網状流路を構成する個々の流路における、縦侵食速度の不均一性が主な原因となっている。ところが、さらに時間が経過すると、そのような淘汰で生き残った流路は、溝の深さ2～3cm、水深数mm、水面幅1.5cm程度の規模に増大しており、蛇行や縦断方向の凹凸が顕著になってくる。この段階でも流路数は減少を続けるが、これはもはや、網状流路からの卓越流路の淘汰ではなく、隣り合う流路の横変動による接触から生ずる合流過程である。しかしながら、このようにして流路本数が減少すれば、それだけ流路間隔が増大するので、合流の機会は急減し、流路網のパターンの変化速度は、きわめて小さくなっていく。

以上は、Case7における流路網の形成過程を、時間の経過に従って記述したものであるが、一方、同一時刻における、上流から下流への流下距離に伴う現象の変化も、定性的には同じような傾向をもつ。

写真-4.3は、Case7における流路網の変形過程を、水路の上方から撮影したもので、写真-4.4

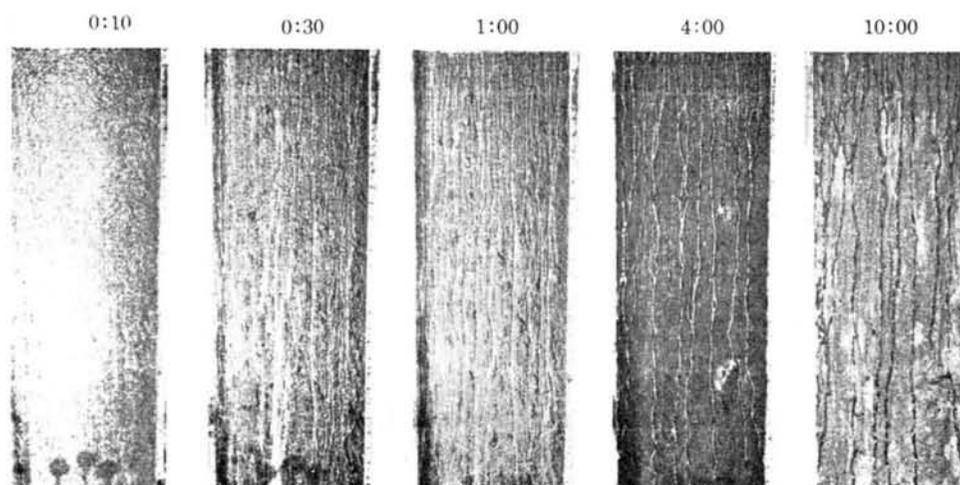


写真-4.3 流路網の変形過程 (Case7)

は、通水10時間を経過したのち、水路を水平にして石膏を流し込み、流路痕跡を型取りしたものである。また、図-4.3はCase7における、斜面横断形状の場所的・時間的変化を表したものである。

b) 流路配列

図-4.4はCase4～6における水みちの分布についての測定結果の例であり、数字は各水みちの

水面幅 (cm) である。

各 Case の Run 3, 5 については、降雨停止直前のそれである。谷頭から上流 50 cm ほどの区間には sheet flow の存在することがあるが、それは水みちとはみなさなかつた。図-4.5 は各測線上の流路本数、図-4, 6 は測線上の総水面幅の時間的・縦断的变化を示すもので、図-4.6 の b/B は総水面幅と斜面全幅の比で、水みち面積率と呼ぶ。

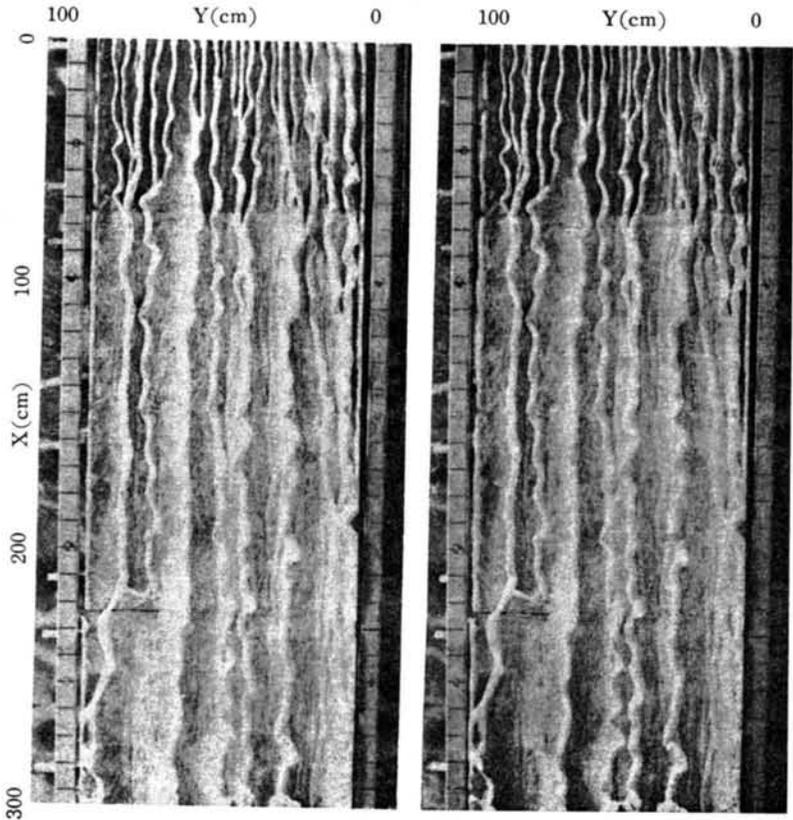


写真-4.4 流路痕跡 (Case7, 立体写真)

なお、これらの図における測線 (Section)

番号は、斜面の最上端を 0 として、傾斜方向の水平距離を 10 cm 単位で表したものである。

図-4.4 は時間の経過に従って、斜面上の流れの偏在度が増加することを示している。図-4.5 において、水みちの本数が下流端近くで増加しているが、これは必ずしも水みちが途中から分流するのではなく、斜面下流端において地下水流を遮断している境界条件のために、新たな表面流が発生するもので、局部的なものとみなされる。水面幅の測定においては、流路の断面形状を考慮していないので、2つの水みちが相近接している場合には、それらをひとつのものであると判断することもあり、さらに定義のあいまいさもあって、必ずしも個々の水みちに分割して計測ができたとは言えない。総水面幅で表現すれば、このようなあいまいさは除去されるが、その場合においても sheet flow と channel flow との区別について画然とした規準を与えることは困難であって、水みちの本数

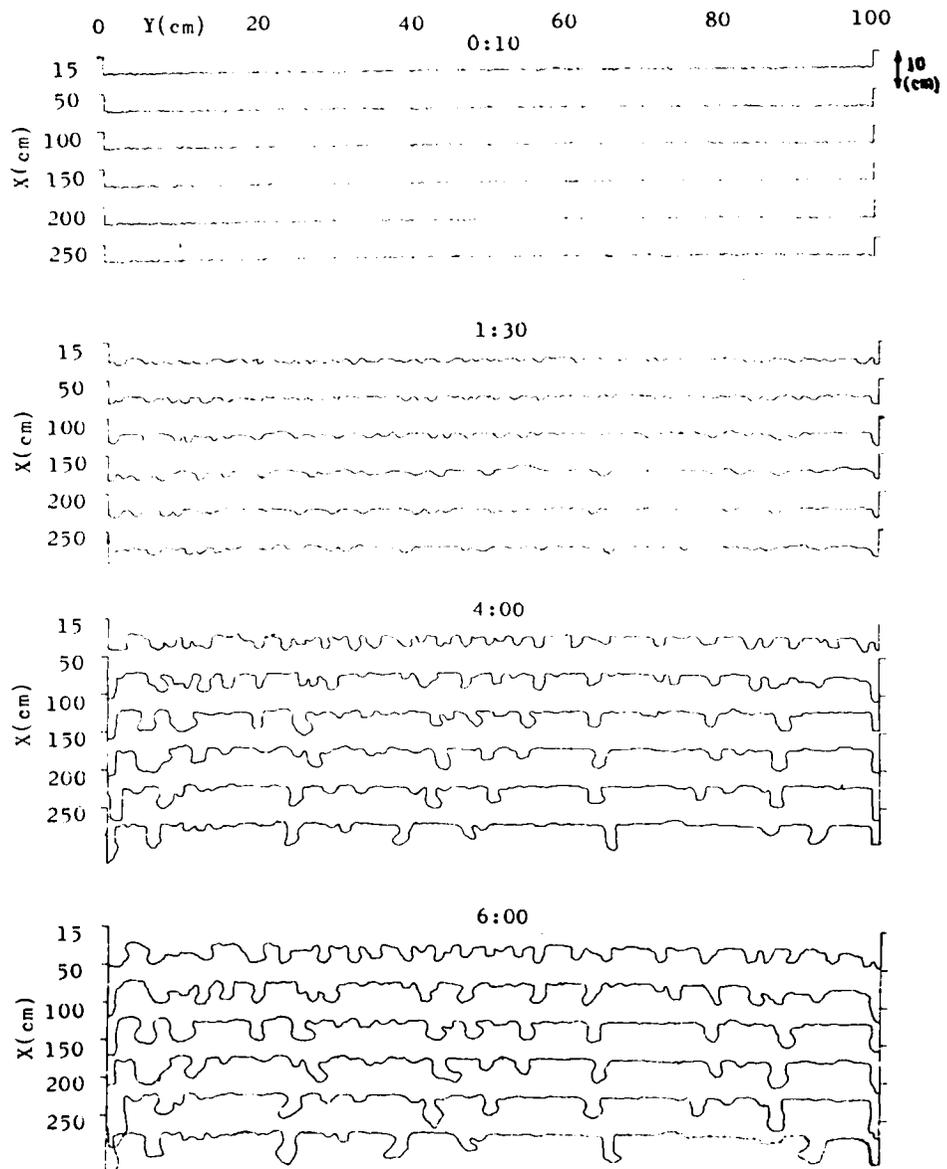


図-4.3 斜面横断形状 (Case7)

および水面幅には測定上の誤差を伴う。なお、図-4.6において、Case2の水みち面積率が1から始まっているのは、sheet flowの水面幅を考慮に入れているためである。Case3~6においても浸出点近傍ではsheet flowが存在するが、それはごく限られた範囲であり、いったん地表

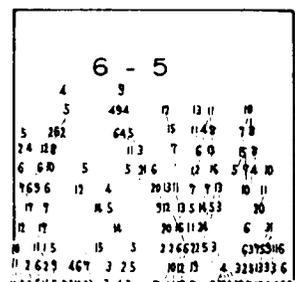
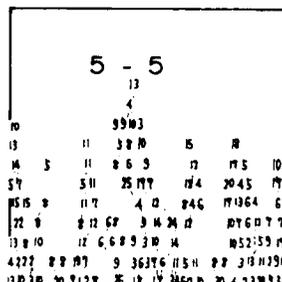
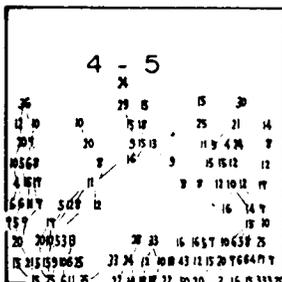
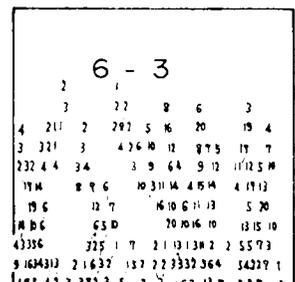
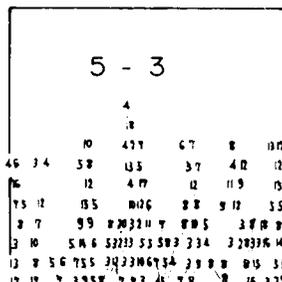
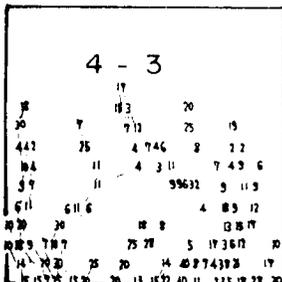
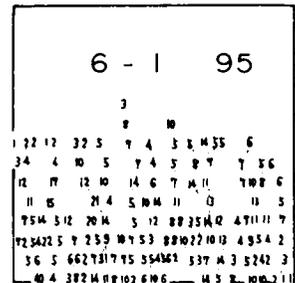
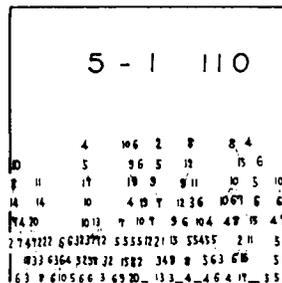
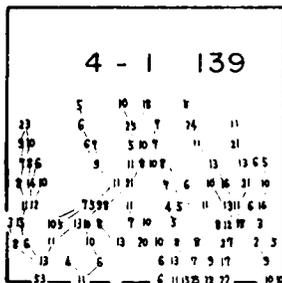
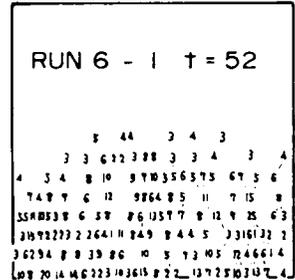
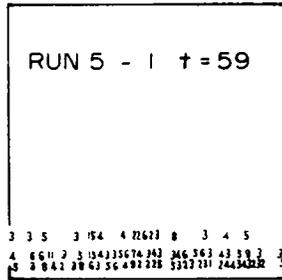
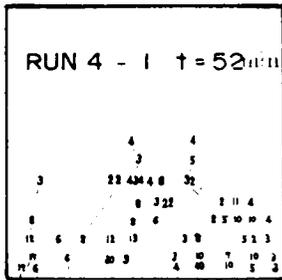


図-4.4 水みち分布 (Case 4 ~ 6, 数字は水面幅 (cm))

に現れた水もすぐに浸透していく現象が多く見られた。

しかし、斜面中流部において、水みち面積率が0.15~0.2にあることが多く、条件の非常に異なる金子らの実験²⁾で得られたものと類似していることは、興味深い。

さらに、水みちの間隔の分布について検討すると、大小さまざまなものが混在しているが、その変動係数(標準偏差と平均値の比)は約0.6になっている。

図-4.7は、Case7における流路本数の変化を示したもので、この場合

には、sheet flow と channel flow を区別せずに横断方向に水面のつながっている流れを1本の流路とみなしている。この実験ケースは、先の砂質のものとは異なって、ほとんど浸透

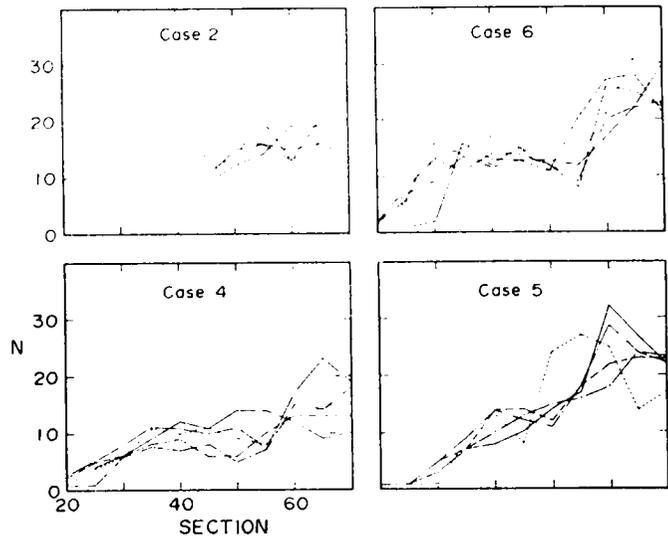


図4.5 流路本数 (Case4~6)

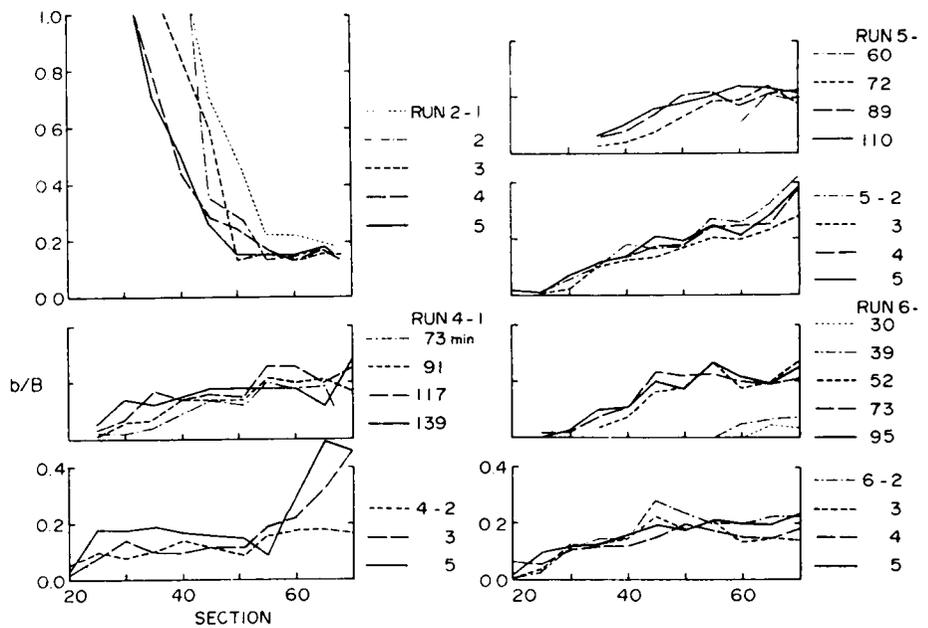


図-4.6 水みち面積率 (Case4~6)

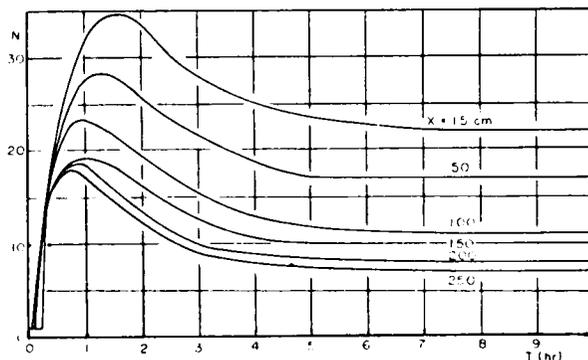
流がない上に、下流端を自由にして
 いるから、斜面途中から表面流が発生
 することはなく、侵食の初期を除
 けば、流路の横変動に基づく合流の
 ために、流路本数は時間ならびに流
 下距離に伴って減少する。流路間隔
 がある程度大きくなると、合流の機
 会が急減し、流路配列のパターンは
 ほとんど変化しなくなるが、写真－
 4.4や図－4.3に見られるように、
 個々の流路の横変動はむしろ活発に

なっている。したがって、流路間隔が蛇行幅の上限値よりも小さい間は、合流の生じる可能性が残っている。また、上流端における初期の流路本数は、第2章に述べた、横断方向凹凸の発達および平衡横断面形状と密接な関連をもつものである。

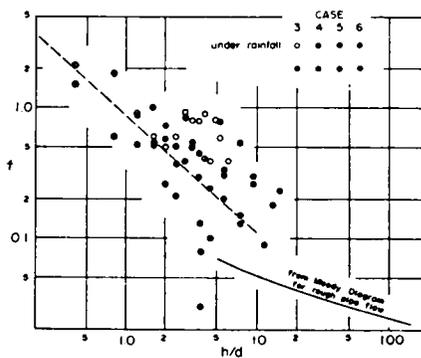
c) 流水抵抗および土砂流出特性

斜面侵食流路では、水深が大きくてかつ勾配の緩い流れに比べて、流水抵抗の大きいことがひとつの特徴である。本実験のCase3～6においても、図－4.8に示すように、きわめて大きな抵抗係数が得られた。従来の研究において、薄層流の抵抗を支配するパラメータとしてReynolds数がとられ、層流抵抗則との比較が多くなされている^{3)～5)}のに対し、図－4.8において、相対水深をパラメータに選んだのは、急勾配粗面上の流れが、比較的Reynolds数の小さい範囲($10^2 \sim 10^4$)においても、既に乱流状態にあると考えたからである。事実、著者らが固定床を用いて行った別の実験⁶⁾によれば、本実験に類似した条件の下で、降雨による抵抗係数の増減はほとんどなく、上のことがらを裏づけている。

次に、斜面全体からの流出土砂量であるが、表－4.1に示したように、Case1では時間の経過に伴って単位時間あたりの値が急減する。Case2～6では、それほど明確な傾向は見られないが、侵



図－4.7 Case7における流路本数の変化



図－4.8 斜面侵食流れの抵抗係数

食開始からしばらくのちに、流出土砂量の極大値が現れ、その後やや減少して、ほぼ一定になっている。図-4.9は、Case7の結果であるが、やはり類似の傾向をもっている。このような侵食速度の時間的变化は、既に古くから実験的に見い出されているものであり、ガリの形成やその合流過程との関連が定性的に論じられ

ている^{7)~9)}が、水量との結びつきを定量的に論じたものはないようである。

そこで、次のような方法で、Case4および5のSection 55における流砂量を算定し、下流端における流出土砂量の実測値と比較してみよう。

1° Section 55

における表面流量は、下流端流量から地下水流量およびこの区間における降雨量を差し引いて求めるが、地下水流量 (Q_D) は、

$$Q_D = k \cdot B \cdot D \cdot I \quad \dots\dots (4.1)$$

で与える。ここに、 k は砂層の透水係数、 B および D はそれぞれ断面の幅および平均砂層厚、 I は斜面平均勾配 (平均侵食深を考慮に入れた) である。

2° 流路は、検査断面内における実測流路幅 (図-4.3において数字で表したものの) の合計幅を有する広長方形断面であると考える。

3° 抵抗係数は相対水深の関数であるとし、図-4.8の中に直線で示される関係を用いて、水深および掃流力を計算する。

4° 砂粒子の限界掃流力ないし限界摩擦速度は、相対粗度の関数とし、図-4.10¹⁰⁾から決定する。図中、 S_{sc} は急斜面に対して修正した Shields のパラメータであって、次の式で表される。

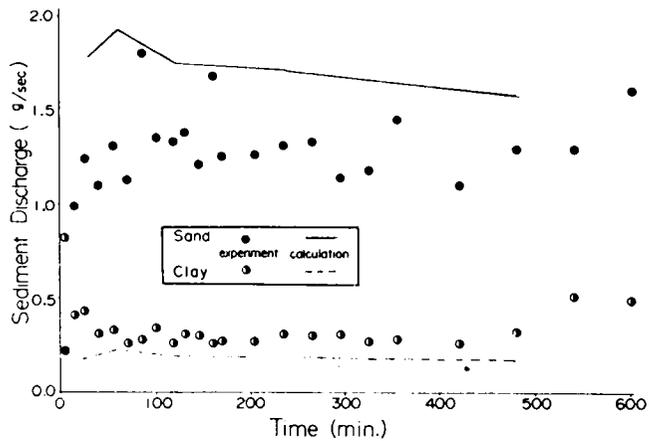


図-4.9 流出土砂量 (Case7)

$$S_{sc} = \frac{u_*^2 c}{(s-1)gd} \times \frac{1}{\tan\phi \cdot \cos\theta - s/(s-1)\sin\theta} \quad \dots\dots (4.2)$$

ここに、 ϕ は砂粒子の最大静止摩擦角 ($\tan\phi = 1$ とした)、 θ は流路勾配、 s は砂粒子の比重、 g は重力加速度、 d は砂粒子の粒径(平均粒径)である。

5° 流砂量式としては、従来の実験値とよく一致し、かなりの普遍性を有すると考えられる芦田・道士の式¹¹⁾

$$\frac{q_B}{\sqrt{sgd^3}} = 1.7 \tau_{*e}^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_* c}{\tau_*}\right) \left(1 - \frac{u_* c}{u_*}\right) \quad \dots\dots (4.3)$$

を用いる。ここに、 q_B は単位幅単位時間あたりの流砂量、 τ_* 、 $\tau_* c$ 、 τ_{*e} はそれぞれ全掃流力、限界掃流力、有効掃流力の無次元量 ($= u_*^2 / sgd$) である。混合効果は考えに入れない。

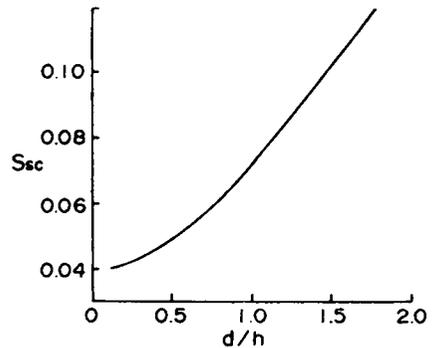


図-4.10 限界掃流力と
相対粗度の関係

図-4.11は、Case4ならびに5について、斜面を左右両端からそれぞれ2mの区間および中央の3mの区間に分割し、Section 55の流砂量が下流端流出土砂量にほぼ等しいものとして、計算値と実測値を比較したものである。図中、○印は、 $\tau_{*e} = \tau_*$ としたものであるが、これによると、計算値が実測値を若干上回っている。これは、相対水深の小さい流れにおいて抵抗係数がきわめて大きいにもかかわらず、掃流力がすべて侵食に寄与するとしたためであると考えられる。そこで、この抵抗係数を用いて算定された平均流速を使って、次式¹¹⁾

$$\frac{u}{u_{*e}} = 6.0 + 5.75 \log \frac{h}{d(1 + 2\tau_*)} \quad \dots\dots (4.4)$$

により計算される有効掃流力 u_{*e} を用いて掃流砂量を計算した結果、●印のように、計算値が実測値を若干下回った。

なお、図中、①印は、従来の研究に多く見られるように、抵抗係数を Reynolds 数の関数として与

えた場合、○は抵抗係数を一定とした場合の結果である。

一方、図-4.9に示した実線と点線は、次のような方法でCase 7の流出土砂量を算定したものである。すなわち、

1° 図-4.3の流路配列から、各流路の流量を決定する。ただし、上流端での流量は、集水幅に比例させ、分流がある場合には流量を等分する。

2° 流水幅の測定値と上で求めた流量より、水深と摩擦速度を算定する。ただし、断面は広長方形とし、抵抗係数は図-4.8で与える。

3° 有効摩擦速度を式(4.4)で算定し、第1章の結果から

$$E / u_{*e} = 0.75 \times 10^{-4} \quad \dots (4.5)$$

として、侵食速度を求める。

4° 各点の侵食速度を流下方向に積分して、斜面全体からの侵食量を求める。

5° 4°で求めた総侵食量に斜面構成材料の各成分比を掛けて、それらの流出量とする。

その結果、砂分は実測よりもやや多めに、粘土分はやや少なめに計算された。

ところで、斜面侵食現象には、多くの不規則な要因が含まれており、種々の不確定な推定量を導入しなければならないことを考えれば、計算値は実測値と比較的よく適合しているとみることができよう。しかし、斜面侵食流れの抵抗係数の問題、ならびにそれと関連をもっている有効掃流力の算定法については、さらに検討する必要がある。

第3節 流路網の形成に関する確率的シミュレーション

前節において、流路網の形成過程を実験的に考察したが、これは既に起った現象の合理的説明を試みたものであり、現象の予測という観点からは、さらに現象の不規則性に着目した、確率・統計的な取り扱いが必要であるように思われる。そこで、以下のような確率的シミュレーションの方法を提案

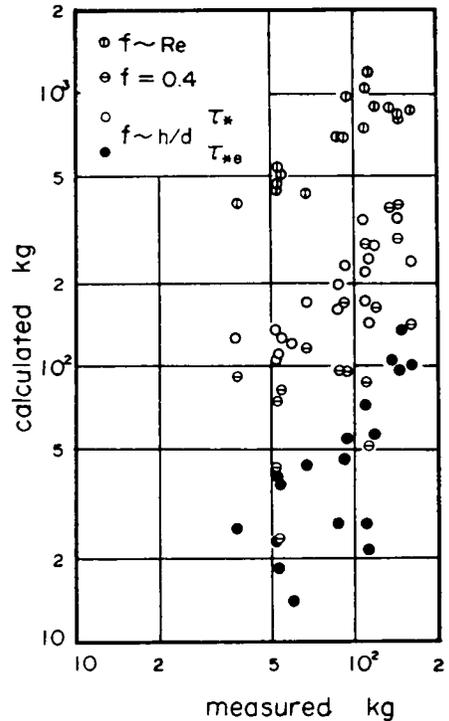


図-4.11 流出土砂量の計算値と実測値の比較

し、その適用性について検討を行う。

(1) シミュレーションの方法

流路網を構成する各流路では、それぞれの水理量に応じて縦侵食と横侵食が生じるが、逆に、その水理量自体は、流路の形状に応じて変化する。ところが、従来しばしば行われてきた流路網に関する確率的シミュレーションは、このような個々の流路における水理量と縦・横侵食量との対応を考えたものではなく、流域を有限個の細胞に分割して、それぞれの細胞の標高や排水方向を、あらかじめ与えられた確率分布に従って選択する¹²⁾か、または流域界から出発した流体要素が流域出口に至るまでの道筋を、いわゆる酔歩モデルによって模擬するものであった¹³⁾。そして前者は、流れの向きを有限個に分割する点で、水理量の導入が難しく、後者は、侵食現象を考慮していない点で、いったん形成された流路の時間的変化を記述することが困難であった。

これに対し、本研究で述べるシミュレーションは、あくまでも個々の流路の変動特性に立脚したものであり、水理量の導入を可能にするとともに、流路網の時間的変化をも追跡しようというものである。

すなわち、前節における侵食速度の算定の場合と同様に、まず、流路配列に応じて各流路の流量を決定する。続いて、断面形状と抵抗則を与えることによって、各種の水理量を決定する。

流路の変動は、各点での侵食と堆積との不均衡によって生じるが、流路網の形成過程を追跡するときに、個々の流路の横断面内におけるそれらの分布まで求めることは、困難であるので、ここでは、横断面全体における、主流方向の土砂のバランスを主体として、この問題を取り扱っていく。すなわち、流路のある断面における土砂の輸送量と、崩落などによる外部からの供給量との和よりも、流水のもつ土砂輸送能力の方が大きい場合には、その余剰分が侵食力となって流路壁面に作用して、壁面材料に応じた侵食が生じ、逆に輸送能力の方が小さいか、あるいは等しくてもそれが流下方向に減少する場合には、堆積が生じるものとする。

しかしながら、そのような取り扱いのみでは、側岸侵食や蛇行に代表される、流路の横変動を論ずることができないから、何らかの方法でそれを導入していく必要がある。従来、流路の横変動の過程は、湾曲部の洗掘や、拡幅機構など、局所的なスケールの現象については、水理学的な取り扱いがなされてきたが¹⁴⁾、発達した蛇行の波長全体にわたる巨視的なスケールの現象については、確率・統計論的な取り扱いがなされてきた¹⁵⁾。しかも、その統計量は、流路の形成過程から得られたものではなくて、既に形成された(あるいは形成過程の一時点における)流路の平面形状特性(たとえば流向偏角)から得られたものであり、流路の時間的変化を追跡するには不十分である。

そこで、本シミュレーションでは、一時点における流路の平面形状特性よりも、むしろ、二時点間

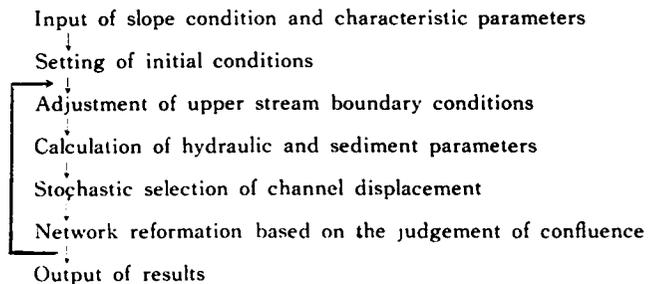
における流路位置の横変動特性に着目し、その横変動量を主要な確率変数に選んで、水量や土質との対応づけを行っていく。そして、流向偏角のような、流路の平面形状を表すパラメータの統計的性質は、流路位置の横変動に対する、ある種の制約条件として導入する。すなわち、本シミュレーションでは、一時点における流路の平面形状特性を、二時点間における流路位置の横変動量の確率分布関数を規定する要因としてとり入れる。

流路の横変動が、種々の不確定な要因によって支配される、確率的な現象であるのと同様に、縦変動もまた確率的な現象ではあるが、ここではその原因が横変動の不確定性に基づくものとする。そして、流路に横変動が生じれば、流路底面の受食幅が水面幅よりも拡大して、同一場所での侵食時間が短くなり、横変動のないときに比べて縦侵食速度が減少するものとする。もっとも、このモデルでは流路の縦断方向自体のもつ変動特性がほとんど考慮されておらず、二次元流れにおいてはそれが現れないところに問題があろう。

以上に述べたのは、個々の流路が独立に変動する場合であるが、もしもその変動の過程で、隣り合う2本の流路が接触すれば、その時点で合流が生じ、合流点の下流では、やがて一方が涸渇する。ここにいう流路の接触とは、流水部分どうしの接触だけでなく、一方の流路の流水部分が他方の流路の壁面あるいは、痕跡部分に接触することも含んでいる。ところが、このような3次元的な意味での合流判定を数学的に表現することはきわめて困難であるので、本シミュレーションでは、流路底面をある基準面に投影した帯状曲線どうしの接触をもって合流とみなし、その直下流のレベルの低い方の流路へ、他方が吸収されるものとする。

このようにして、ある時間区分内の流路の変動から、その時間区分の終りの時点における流路位置が求めれば、新しい流路網に従って個々の流路の流量を計算し、上に述べた手順を繰り返して、諸量の時間的变化を追跡する。

図-4.12は、その計算手順の概略を流れ図として表したものである。このシミュレーションによれば、単に流路配列だけでなく、侵食深や流出土砂量をも求めることが可能となる。



(2) シミュレーションの具体例

上に述べたシミュレーションの

図-4.12 流れ図

具体例として、前節のCase7の実験に対応する流路網の形成過程を追跡してみよう。すなわち、斜面の諸元は幅1m、長さ3mで、上流端に100cm³/secの定常流を供給する。初期状態は、勾配1/5の等間隔平行流路で、供給水はそれらに等分配する。流路各点における水理量の算定には、断面形状特性と抵抗則が必要であるが、ここでは前節の実験から、

$$B/h = 5 \quad \dots\dots (4.6)$$

$$f = 0.5 \quad \dots\dots (4.7)$$

とする。河床材料は1mmの均一砂とベントナイトの混合物で、その侵食速度と摩擦速度の関係は、式(4.5)で与える。ただし、流砂量が流水のもつ土砂輸送能力に達している場合には、

$$(1-\lambda) \cdot B \cdot E = \max \{ \bar{Q}_b / \partial x, 0 \} \quad \dots\dots (4.8)$$

とおく。ここに、 λ は空けき率、 B は流路幅、 E は横変動がない場合の底面侵食速度、 \bar{Q}_b は平衡状態の流砂量である。式(4.8)で堆積現象を省略しているのは、前進差分法で ΔT を大きくとった場合、計算に不安定が生じるからである。

縦侵食と横侵食の関係は、

$$\Delta Z = E \cdot B \cdot \Delta T / (B + |\Delta Y|) \quad \dots\dots (4.9)$$

とおく。ここに、 ΔT は時間差分、 ΔZ 、 ΔY は、図-4.13(a)に示すように、 ΔT における、流路位置の縦・横変位量である。ただし、以下に述べることから、 ΔY は ΔT に依存するので、このようなモデル化を行う以上、 ΔT は任意には選べない。

横侵食量 ΔY は、この確率シミュレーションにおいて本質的な役割をもつ変量であり、次のようにして確率的に選択する。図-4.13(b)の折れ線ABCは時刻 $T - \Delta T$ における流路位置を表し、今、時刻 T における新しい流路位置が、上流から順次D、Eまで計算されてきたものとする。次に測線X上における新しい流路位置Fを決定するのであるが、それは、 ΔT 前の位置Cからある程度以上離れることはできないから、その範囲を ΔY_{\max} とおく。一方、流路の蛇行特性から、曲率はある値以下になるので流向偏角にも制限が生じ、新しい流路位置Fは、DEの延長線上にあるGから、ある範囲 $\Delta Y_{d \max}$ 以上外に出ることはまれであろう。そこで、横侵食速度を規定する変量として、それが不在の場合の縦侵食速度 E を水深・流路幅比 h/B で除した値をとり、一方、蛇行振幅を規定する変量として流路幅 B をとって、

$$\Delta Y_{\max} = \alpha \cdot \{ E / (h/B) \} \cdot \Delta T \quad \dots\dots (4.10)$$

$$\Delta Y_{d \max} = \beta \cdot B \quad \dots\dots (4.11)$$

と置く。ここに、 ΔY_{max} は ΔT の間に可能な最大横変位、 ΔY_{d-max} は流下区間 ΔX における流路偏倚量の概略の上限値、 α および β は、それらと侵食能力および流路幅との比率を表す係数である。このように、 ΔY_{max} は時間差分 ΔT に比例するが、 ΔT を蛇行周期以上にとると、この制限よりも蛇行振幅による制限の方が効いてくるであろう。したがって、その場合には、形式的に α の値を小さく選ばねばならない。一方、 β の値は、距離差分 ΔX のとり方に依存し、 ΔX を大きくとれば β も増大する。そこで、 ΔX を蛇行の四半波長程度にとれば、 β は蛇行振幅と

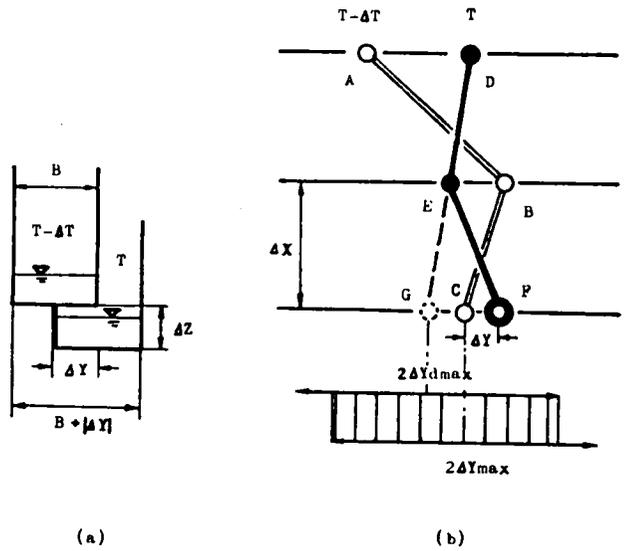


図-4.13 横変動量の選び方

流路幅との比に対応することになる。本シミュレーションでは、以上のような方法で定まる2つの制約領域に共通部分があれば、そこから無作為に新しい流路位置Fを選択し、また、共通部分がなければ、式(4.10)から定まる領域のうち、最も偏倚の少なくなる点に、新しい流路位置を選ぶことにする。

次に合流の判定であるが、上に述べたような方法で各流路を独立に変動させると、ある時間差分内に隣り合う流路が交差することが生じるので、その場合には、直下流のレベルが高い方の流路の位置を修正して、低い方の流路の位置に一致させる。ここで時間差分 ΔT をあまり大きくとると、その時間差分内の現象の近似度が低下するので、 ΔT はある程度小さくすることが必要である。その目安としては、上にも述べた個々の流路の蛇行周期や、隣り合う流路の間隔を横侵食速度で除した値が考えられるが、本シミュレーションでは、比較的流路間隔の狭い場合を対象として、後者の方をとる。

また、流路網を判定する計算プログラム上の問題として、ある時間差分の始めに隣り合っていない2本の流路が、中間にある流路を介さないでその時間差分内に合流することのないよう、横変位に対する形式的な制限をつけ加える。

流出土砂量は、流路床後退速度と侵食面積の積として求めている。

図-4.14は、実験で得た、流路幅約1.5cm、蛇行波長約10cm、蛇行振幅約3cm、および、最小縦・横侵食速度比約0.5などの結果から、 $\Delta X = \lambda_m / 4 = 2.5 \text{ cm}$ 、 $\alpha = (\Delta Y_{\text{max}} / \Delta Z) \cdot B / (B + \Delta Y_{\text{max}}) \cdot h / B \approx 0.1$ 、 $\beta = \alpha / B = 2$ とにおいて、モンテカルロシミュレーションを行った例である。数値計算にあたっては、

京都大学大型計算機センター (FACOM 230-75) を利用した。

なお、実験では、初期の sheet flow が網状流路に移行した段階において、約1cm間隔の流路が不規則に配列していたが、このシミュレーションでは、初期状態として、規則的な等間隔平行直線流路を与え、また、計算機の記憶容量の制約から流路本数をあまり多くとれないので、流路間隔を広くとって2cmとした。そのため、2時間後ではまだ合流の機会が少なく、初期流路配列の規則性が強く残っているが、10時間後にはその影響はほとんど消滅して、実験で得られた流路の平面形態(写真-4.4)に近づいている。

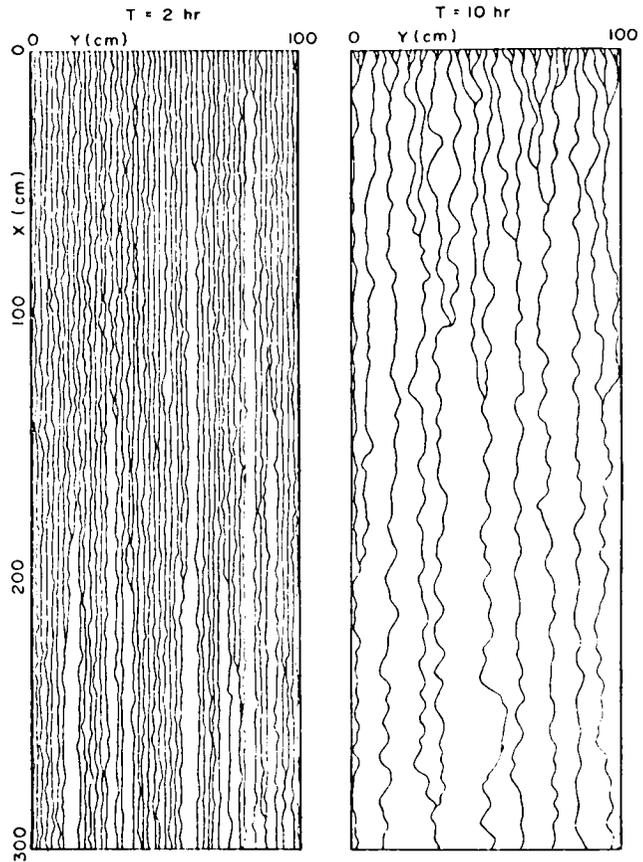


図-4.14 シミュレーションによる流路網の変化

図-4.15は、20時間までの流路中心の痕跡を横断面図として示したもので、流路の淘汰やオーバーハングなどがよく表現されている。

図-4.16は、流下距離をパラメータにして、流路本数の時間的変化を表したもので、図-4.7と比べると、初期のシートフローから網状流路への移行過程が表現できていないことを除けば、時間的ならびに空間的に合流が急激に進んで、流路本数が減少し、やがてその変化が緩慢になっていくようすが模擬できている。すなわち、図-4.16の $T = 4$ 時間の状態を図-4.7の $T = 1.5$ 時間の状態に

対応させると、その後の流路本数の変化は、きわめてよく一致する。

図-4.17は、流出土砂量の時間的変化を表したもので、これも初期を除けば、図-4.9の実験結果とほぼ一致する。

初期においてシミュレーションの結果が実験結果に合わないのは、両者の初期条件の設定のしかたが異なるからである。シートフローが分裂する過程をも含めて模擬するには、第2章に述べた手法を組み合わせる必要がある。

このように、本シミュレーションは、まだ不十分な点を多々含んでいるが、さらに改良を加えれば、流路網の形成過程を水理学的に追跡し、斜面からの流出土砂量を予測していく上で、きわめて有

効な手法になるものと思われる。

第4節 結語

本章では、裸地斜面など、面的な広がりをもった場における土砂流

出や出水特性を、水理学的に解明するための基礎として、流路網の形成過程について、実験的ならびに理論的な考察を行った。

実験は、人工降雨を用いた面的な給水によるものと、溢流水槽を用いた上流給水によるものから成っており、前者はさらに浸透能が小さく耐食力の大きな山土を用いたものと、浸透能が大きく耐食

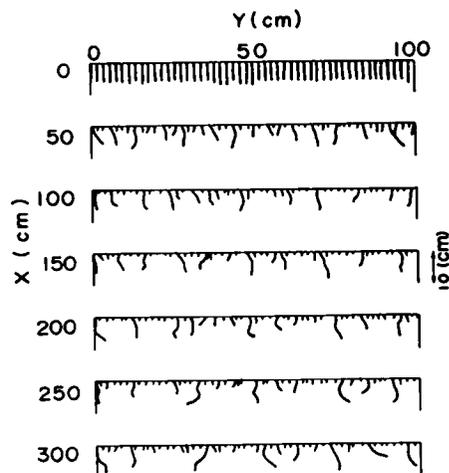


図-4.15 流路痕跡

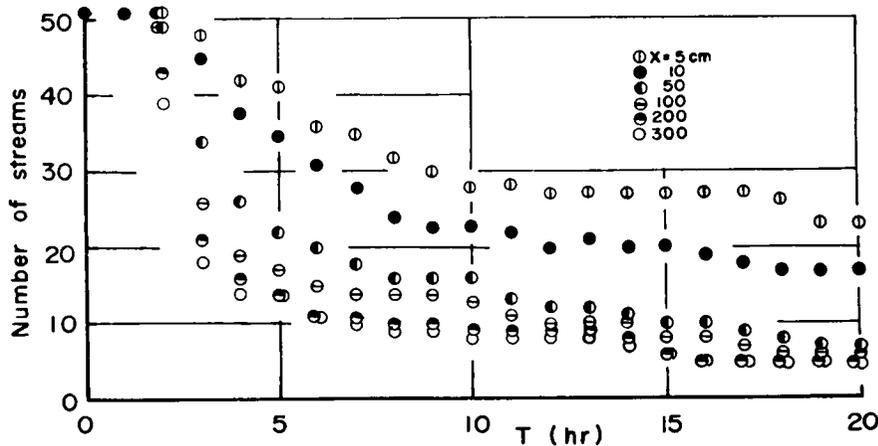


図-4.16 流路本数の場所的・時間的变化

力の小さな川砂を用いたものから成っている。上流給水によるものでは、粘性材料から成る斜面だけを対象とした。

理論的考察では、法則性と不規則性の両面に着目し、水理学的な手法に基づいて

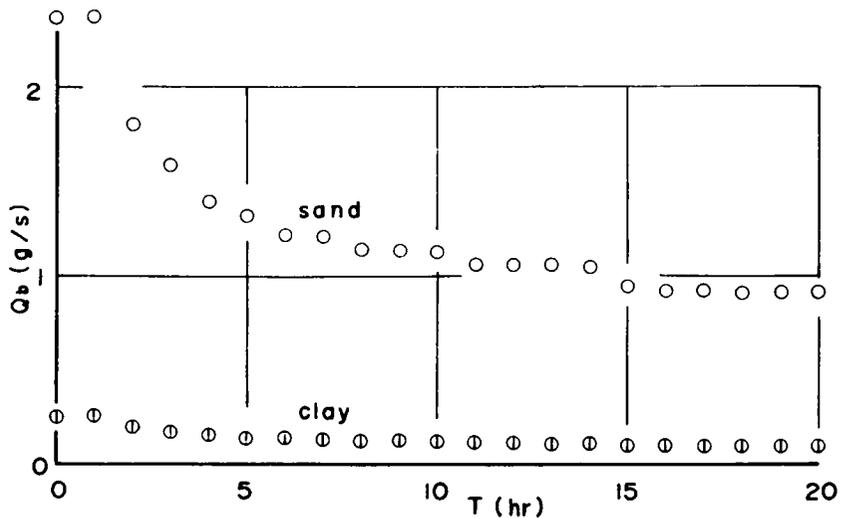


図-4.17 流出土砂量の時間的变化

現象を予測するという観点から、確率的シミュレーションを行った。

得られた結果を要約すると、次のようである。

浸透能の小さい山土では、容易に表面流が発生するが、流水のもつ侵食力が斜面のもつ耐食力に比べてさほど大きくなかったため、わずかの表面状態の変化によって侵食が止まり、明確な流路の形成は見られなかった。

一方、浸透能の大きな川砂では、容易に表面流が発生しないが、ひとたびそれが現れると、激しい侵食が生じて、流路網が形成され、分合流を繰り返しながらも、水みち面積率が0.15～0.2の範囲にある、一種の平衡状態が見られた。

上流給水による粘性斜面の侵食では、sheet flow がいったん多数のワルに分裂して網状流を形成したのち、それらの間に淘汰がおり、流路本数は時間経過ならびに流下距離に伴って減少する。その流路間隔を支配するものは、蛇行振幅に代表される、個々の流路の横変動特性である。

斜面侵食流路では、緩勾配で水深の大きな流れに比べて流水低抗がきわめて大きい、侵食現象に寄与する有効掃流力は、全掃流力の一部である。

降雨による侵食でも、上流給水による侵食でも、斜面全体からの流出土砂量は、侵食開始直後に極大値に達したのち、やや減少して、ほぼ一定となる。流路の横断形状または流路幅が与えられれば、

それを広長方形断面のものに置き換えることによって、流出土砂量を比較的精度よく算出できることを示した。

流路網の形成はきわめて不規則な現象であって、決定論的に論じることが難しく、統計的な取り扱いが必要であるが、その内部機構にまで立ち入らなければ、地形量と水量との対応関係を見いだすのが難しく、個々の流路の変動機構に立脚した確率的シミュレーションが有効であると考えられる。従来のシミュレーションには、既に形成された流路網のパターンの模擬にとどまっているものが多かったのに対し、本章で述べたシミュレーションは、水理学的な観点からその形成過程を模擬したものであり、流路網の時間的変化が容易に追跡できる。

上に述べた、上流給水による粘性斜面の侵食について、このシミュレーションを適用したところ、細部において、不十分な点を多々含んでいるものの、流路配列、流路形状、流出土砂量など、種々の側面において実際現象をよく模擬できており、現象の予測に充分役立つものと思われる。

参 考 文 献

- 1) 榎根 勇：自然地理学の理論について，東教大地理学研究報告XV，1971， にその歴史的な発展経過がまとめられている。
- 2) 金子 良・五十嵐正次・上林春美：火山山麓における侵食の研究，農業土木試験場報告第1号，1963。
- 3) 土屋義人：地面侵食に関する二、三の水理学的考察，土木学会論文集，第59号，1958。
- 4) Woo, D. C. and E. F. Brater: Spatially varied flow control - led rainfall, Proc. ASCE, HY-6, 1962.
- 5) Yen, B. C., H. G. Wenzel and Y. N. Yoon: Resistance coefficients for steady spatially varied flow, Proc. ASCE, HY-8, 1972.
- 6) 芦田和男・奥村武信・田中健二：斜面侵食に関する実験的研究，京都大学防災研究所年報，第16号B，1973。
- 7) 田中茂：急斜面の土壌浸蝕の実験的研究，土木学会論文集，第6号，1951。
- 8) 寺島治男：ガリ侵食機構に関する実験的研究，新砂防，61，1966。
- 9) 霜島重雄：法面侵食に関する実験的研究，新砂防，63，1966。
- 10) 芦田和男・大同淳之・高橋 保・水山高久：急勾配流れの限界掃流力に関する研究，第17

回水理講演会講演集, 1973.

- 1 1) 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.
- 1 2) Sprunt, B: Digital Simulation of Drainage Basin Development, Spatial Analysis in Geomorphology, ed. by R. J. Chorley, Happer & Row, 1971. ほか。
- 1 3) Howard, A. D., M. E. Keech and C. L. Vincent: Topological and geological properties of braided streams, Water Resources Research, Vol. 6, No. 6, 1970.
- 1 4) 村本嘉雄・藤田裕一郎: 蛇行流路の形成過程に関する研究. 京都大学防災研究所年報, 第19号B, 1976.
- 1 5) Langbein, W. B. and L. B. Leopold: River meander theory of minimum variance, U.S.G.S. Professional paper 422-H, 1966. U.

第5章 斜面侵食による土砂流出

第1節 概 説

近年、各地で土地造成が頻繁に行われ、安全上ならびに環境上の問題から、適切な土砂処理対策が切望されている。土地造成に伴って出現するのり面侵食の問題もその一例である。すなわち、たとえ工事中の短期間といえども、裸地斜面に強雨が作用すれば、斜面は激しく侵食されて、その斜面自体の維持にとって好ましくないばかりでなく、適切な処理をしなければ、下流に多量の土砂が流出し、濁りの問題や、その土砂の堆積によるさまざまな弊害をひき起こす。

また、裸地斜面の侵食は、そのような人工のり面だけでなく、崩壊地や伐採地などの自然斜面においても、それよりもはるかに大きな規模で絶えず進行しているものと推定されるが、その実態すら明確に把握できていないのが現状である。

このような斜面侵食に伴う弊害を除去・軽減するには、大きく分けて2つの方法があり、そのひとつは、侵食自体を極力防止すること、もうひとつは、侵食によって生産された土砂を制御して、無害にすること、さらに欲を言えば、それを活用して、有益なものに変えていくことであろう。斜面侵食現象は、降雨その他の気象条件と、地形や植生・土質その他の斜面条件とに支配された現象であり、気象条件の制御は無理としても、植生工、排水工、被覆工などによって、比較的限られた範囲内においては、のり面保護が図られている¹⁾。しかしながら、広大な自然斜面、あるいは保護工が施されるまでの人工斜面において、侵食を完全に食い止めることはほとんど不可能であり、得策でもない。したがって、そのような斜面では、生産された土砂に対する対策がたてられねばならないが、その基本となるのは、まず、斜面侵食の形態と量とを的確に見積もることである。

そこで、本章では、現地調査に基づいて、裸地斜面における侵食状況の実際例を掲げ、降雨資料を用いて、その侵食量を検討する。そして、最後に、前章までの結果を総合して、斜面侵食による流出土砂量の予測法を組み立てる。

第2節 宅造地のり面における侵食形態の現地調査

(1) 調査方法

上に述べたように、斜面侵食現象は、気象条件と斜面条件とに支配された現象であり、一般にそのい

ずれもきわめて複雑である。たとえば、気象条件としては、降雨条件だけでなく、温度や湿度の変化、さらには風の影響も皆無ではない。一方、斜面条件としては、地表面の条件だけでなく、地中の土質、とりわけ、透水性の分布状況が、現象を大きく左右する。ところが、現段階では任意の斜面においてそれらの条件を的確に把握することは難しく、また、たとえ把握できたとしても、それらを総合的に解析することは困難である。したがって、現地調査を行う場合にも、まず、比較的條件が単純で把握しやすい斜面を選定する必要がある。

そこで、著者は、大規模な宅地造成に伴って現れる人工のり面に注目し、昭和49年から50年にかけて、京都市西部の洛西ニュータウン造成現場の一角において、侵食状況の実態調査を行った。この地域は竹林を主体とした丘陵地で、京都市の手によって、約274 haに及ぶ住宅市街化が図られている。対象とした斜面は、D住区東緑地の南寄り約300 mの区間で、図-5.1に示すように、屈曲した3つの部分から成っており、北から順次、斜面Ⅰ、斜面Ⅱ、斜面Ⅲと呼ぶことにする。

斜面Ⅰは、昭和49年4月20日、斜面ⅡおよびⅢは、昭和50年6月10日に切土整形されたもので、いずれも整形直後、上段にのみ、種子吹き付けによる緑化工が施され、下段は、石積み工が施工されるまで、裸地の状態であった。のり勾配は1割5分、すなわち約3.4°で、落差5 mごとに幅1 mの小段が設けられている。

斜面侵食量の測定には、杭打ち法による地表面低下量の測定、下流端流出土砂量の測定、単位プロットの重量変化の測定など、種々の方法が考えられるが、ここでは、測定のために斜面自体に手を加えることを避

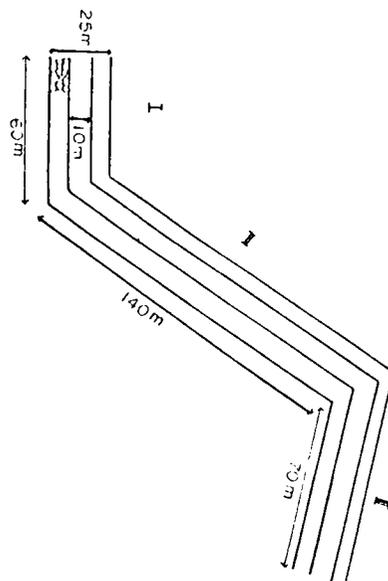


図-5.1 測定斜面諸元

け、水準測量を行うことにした。ただし、斜面各点の標高をレベルで測定するわけではなく、比較的侵食の激しい流路部分と、ほぼ原形を保っている層状侵食部分に分け、後者を基準として、そこからの侵食深をスケールによって詳しく測定した。これは簡単のためと、予備調査から、この斜面では層状侵食よりも雨裂侵食が卓越すると考えられたからである。

調査は、昭和49年7月および昭和50年7月に、流路の平面ならびに縦断測量を中心に行い、そのほか、強雨時に随時、侵食状況の観察を行った。

測定区間はわずか300 mほどであるが、その間にはきわめて多数の流路があり、それらを逐一測

定するには、ぼう大な労力を必要とする。そこで、流路配列の把握には全流路を対象とするが、それは写真判読によって行い、個々の流路形状の測定は、何本かの流路に限定している。その標本抽出の方法は、あらかじめ測定区間を踏査して、流路部分の侵食深の分布範囲を把握し、さまざまな規模のものでできるだけ均等に選ばれるように留意しながら、21本の流路を抽出した。このうち、No. 1～6は斜面Ⅰ、No. 7～16は斜面Ⅱ、No. 17～21は斜面Ⅲのものである。

(2) 調査結果

写真-5.1に見られるように、斜面には多数の流路が形成され、激しい侵食が生じている。その配列のパターンは平行状に近いが、個々の流路を詳しく見ると、かなりの横変動があり、浸透水の出没もあいまって、分合流や流路の発生・消滅を随所でひき起こしている。

流路配列は場所によって非常に異なり、そこに法則性を見いだすことは一見困難であるが、比較的一様とみなされるいくつかの区間に分割して、単位斜面幅あたりの流路本数を求めれば、図-5.2のようになる。このように流路密度は、時間ならびに流下距離に伴って変化する。すなわち、流路間隔の小さい間は、時間的にも距離的にも流路密度がしだいに減少し、ある程度流路間隔が大きくなると、もはやそれ以後は、流路密度が変化しなくなるようである。図中の数字は、形状測定を行った流路番号を示すもので、それぞれの区間にはさらに多くの流路が含まれている。

なお、No. 2～5の区間の下流部が昭和50年に消滅しているのは、先に述べた石積みによるのり面保護の施工に伴う、人為的なものである。



写真-5.1 流路配列状況

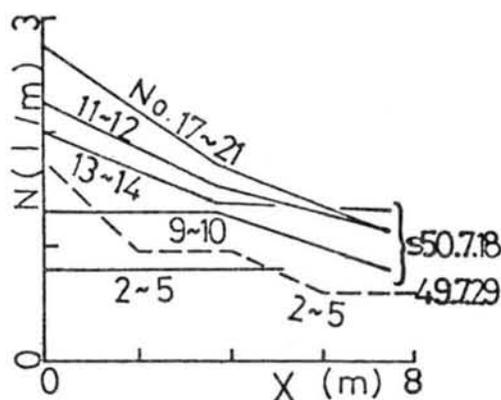


図-5.2 流路密度

次に、個々の流路をさらに詳しく見ると、写真-5.2に示すように、3次元的にきわめて複雑な形態を呈している。まず、流路配列に影響を及ぼす、流路の平面形状に着目すると、流路幅には、深い溝の両岸の距離としての溝幅と、溝の底部における流水幅としてのくぼみの幅とがあり、溝幅は流水幅(b)の約2倍になっている。蛇行幅(A)は侵食の発達程度によって当然異なるが、本測定範囲では、図-5.3に示すように、蛇行波長と比較的良好な対応が付き、平均的には、

$$A/\lambda_m \approx 0.1 \dots\dots\dots (5.1)$$

となっている。また、蛇行波長と流水幅の関係は、

$$\lambda_m/b \approx 10 \dots\dots\dots (5.2)$$

となっており、したがって、蛇行幅と流水幅の関係は、

$$A/b \approx 1 \dots\dots\dots (5.3)$$

と近似される。しかしながらこの蛇行幅は、第3章の実験で得られたものに比べるとかなり小さく、また、蛇行が十分に発達していない段階にあるものと思われる。

一方、このような波動のほかには、蛇行軸そのものがさらに大きなスケールで横変倚しており、図-5.4に示すように、流路全体としての偏倚量は、流下距離に伴って増加する。本測定範囲では、流路の最大横変倚量は蛇行幅の5倍程度であり、これは流路間隔の約8割に相当する。しかし、斜面の中には、流路の存在しない部分もかなりあり、平均的には、溝幅が流路間隔の約15%を占めているようである。

図-5.5は、流路の縦断形状の一例であるが、第3章の実験で見られたものと同様に、顕著な階段状を呈している。図-5.6および図-5.7は、縦断波長と流路幅の関係、ならびに縦断波高と波長の関係を示したもので、これらは、

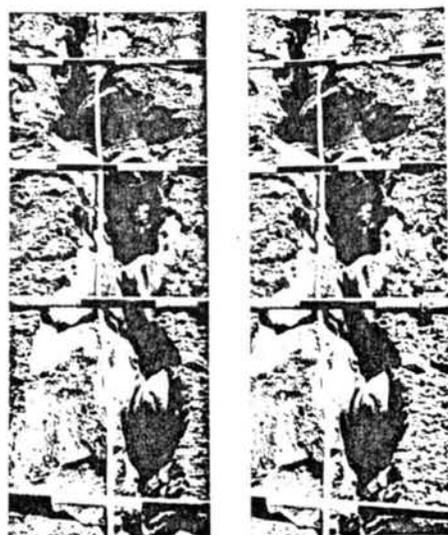


写真-5.2 流路形状
(立体写真)

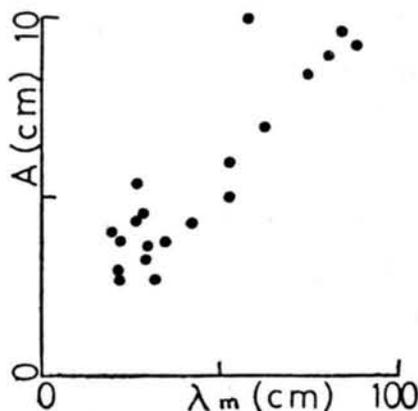


図-5.3 蛇行幅と蛇行波長

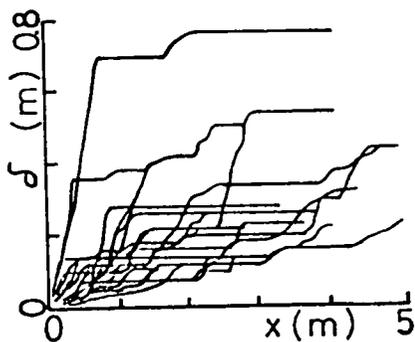


図-5.4 流路の横変倚量

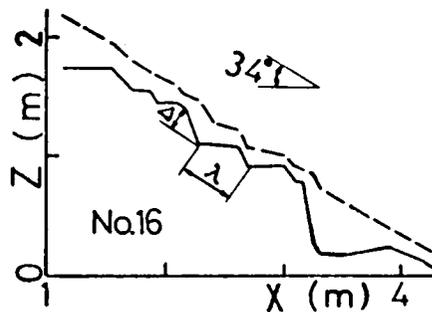


図-5.5 流路縦断形状

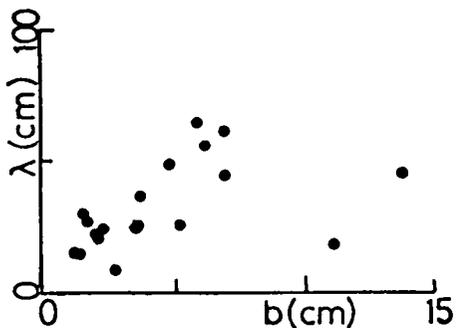


図-5.6 縦断波長と流路幅

$$\lambda / b \approx 8 \dots\dots\dots (5.4)$$

$$\Delta / \lambda \approx 0.2 \dots\dots\dots (5.5)$$

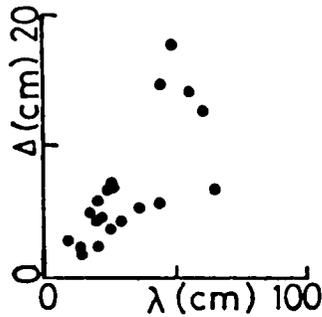


図-5.7 縦断波長と波高

と近似されるが、一般的に成り立つものかどうかは疑問である。

流水断面の形状は測定が困難であるが、第2章において述べたものに酷似している。

また、かなりの強雨時でも、斜面全体に表面流が発生するわけではなく、深い溝状の流路部分においても、満水部を除くと、水深は数mm以下である。

第3節 降雨資料に基づく斜面侵食量の検討

表面侵食の機構には、流水の掃流作用のほか、雨滴の衝撃による粒子の飛散や、霜柱の凍結・融解による、表面土壌の移動など、さまざまなものが考えられるが、上に述べた斜面では、その表面形

態、気象条件ならびに、強雨時の侵食状況の観察から、表流水の掃流作用によるものが支配的であると思われる。したがって、その侵食量を水理学的に検討するには、表流水のもつ侵食力と、土壌のもつ抵抗力を調べる必要がある。

そこで、第1章に述べた手法によって、斜面で採取した土試料の、摩擦速度と侵食速度の関係を求めたところ、図-5.8のような結果が得られた。ただし、試料は、2mm以上のれき分をふるい分けによって除去し、ほぼ飽和状態になるまで水を加えて練り混ぜたものである。

これによると、この上の侵食限界摩擦速度は、約3.7 cm/secである。

一方、外力条件としてのこの地域の降雨状況は、対象斜面から数百m隔った、京都市開発局洛西工事事務所の敷地内で観測されている。調査期間内の日雨量分布は図-5.9に示すとおりで、図中、白丸印をつけたのは、時間雨量10mm/hrを含む日である。このように、洛西地域の強雨は夏期に集中している。

ところで、斜面侵食に寄与するような出水は、洪水到達時間が短く、短時間の降雨強度とよく対応がつくであろう。そこで、その基準を1分間雨量にとり、この斜面の侵食に寄与する降雨を、次のようにして推定する。すなわち、まず流れを2次元的とし、斜面長を l 、降雨強度を r 、流出率を f 、Manningの粗度係数を n とすれば、斜面下端の摩擦速度は、

$$u_* = \sqrt{ghv} = g^{1/2}(n \cdot f \cdot r \cdot l)^{3/10} l^{1/5} \dots\dots\dots (5.6)$$

となる。ここで、対象斜面の代表値として、 $n = 0.012$ 、 $f = 0.75$ 、 $l = 30\text{m}$ 、 $l = 0.545$ を代入すれば、侵食限界摩擦速度 $u_{*c} = 3.7\text{ cm/sec}$ に対応する降雨強度は、 $r_c = 0.17\text{ mm/min}$ である。

なお、ここに用いた粗度係数は、上に述べた受食性試験における、平坦流路床での値であり、実際斜面での粗度係数はこれよりもかなり大きいものと思われるが、形状抵抗による掃流力の増加分は侵食には寄与しないものと考えて、ここではあえて、侵食に寄与する有効粗度係数として、この値を選んでいる。

斜面上に流路が形成されて、流水がそこに集中すれば、もっと小さな降雨強度でも侵食が生じるが、一応、

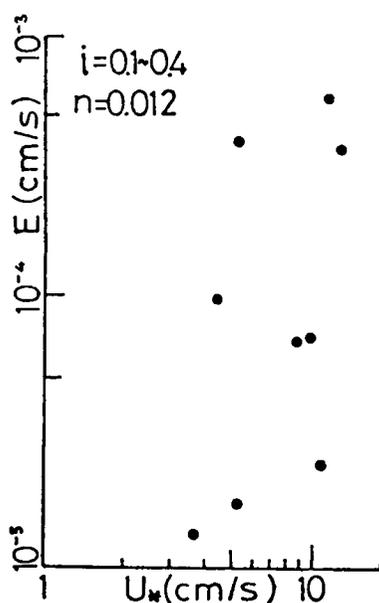
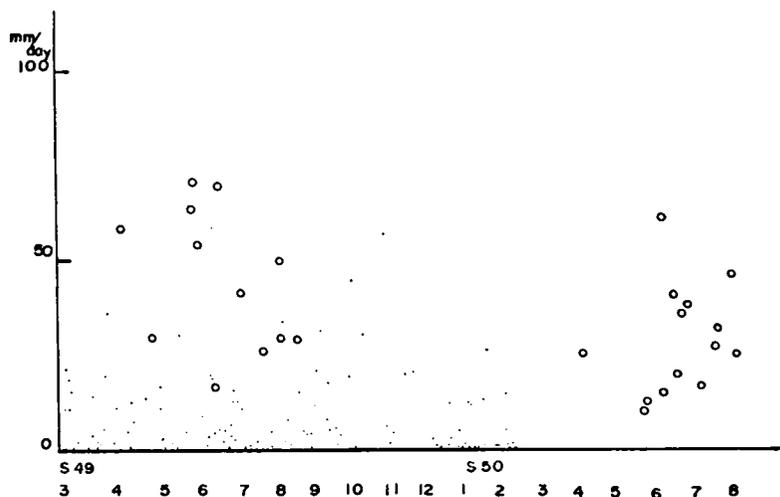


図-5.8 侵食速度と摩擦速度

侵食量を支配する降雨の目安として、のり面整形から測定までの期間の、この強度を上回る降雨の平均強度と延べ時間を求めると、斜面Ⅰが 0.32 mm/min で 2146 分 、斜面Ⅱが 0.34 mm/min で 424 分 となる。



先に述べたように、溝幅は流路間隔の

図-5.9 日雨量分布

15%、流水幅はさらにその約半分であるから、この降雨が流路の集水幅の7.5%の部分に集中して流下するものとして摩擦速度を計算し、図-5.8の関係より流路部分の侵食深を求めれば、斜面Ⅰでは 6.4 cm 、斜面Ⅱ、Ⅲでは 16 cm となる。しかし、これは斜面下端に対する値であるから、流路全体としての平均侵食深はもう少し小さくなるであろう。実際の斜面でどれだけの侵食が生じたかは、資料数が少ないため、正確には把握できていないが、斜面Ⅰでは、計算値がかなり過大であるように思われる。これは、計算上は斜面勾配を一定としているが、実際の斜面ではのり尻で勾配が急減して侵食が抑制されるため、流路全体の勾配もしだいに減少することや、土質が均一でないため、いったん抵抗力の大きい部分が露出すると、容易に侵食が生じなくなるためではないかと考えられる。

したがって、上に述べたような斜面侵食量の計算法は、比較的均一な場における、短期間の侵食に対して適用されるものである。

なお、上に求めた侵食量を、斜面全幅の平均低下速度に換算すると、約 3.8 cm/year となる。

第4節 斜面侵食による流出土砂量の予測法

概説にも述べたように、砂防計画あるいは土砂処理計画をたてるにあたって、最も基本的な課題は、流域からの流出土砂量を的確に予測することである。実用的な見地からすれば、これを経験的手法に頼らざるを得ない場合も多いのであるが、より一般化を図っていくためには、やはり土砂水理学的な

手法の導入が望まれるであろう。

そこで、これまでの成果から、できるだけ合理的と考えられる、斜面侵食による流出土砂量の予測法を組み立ててみよう。

対象流域の大きな河川では、通常、比流砂量という概念が用いられ、流出土砂量は $m^3/km^2/year$ の単位で扱われる。これに対し、開発地の砂防のように、比較的对象面積が小さく、期間も短い場合には、平均侵食深(単位 cm)の概念がしばしば用いられている²⁾。たとえば、調節池の容量を定めるための基準として、切土部で $5cm/year$ 、盛土部で $10cm/year$ をとるといった類である。

しかしながら、前節に述べた現地調査によっても明らかなように、斜面侵食は層状侵食の形式で斜面全体に一樣に生じるものではなく、容易に、ガリ侵食に移行する。したがって、その侵食量を合理的に算出するには、斜面上の流路配列を予測して、流路部分とそうでない部分とを分けて考える必要がある。それには、第4章に述べた流路網の確率的シミュレーションが有効であろう。

また、土壌の受食性を把握するには、個々の斜面から供試土を採取し、第1章に述べたような、水路での侵食試験を行えばよい。さらにこれを原位置で行う方法が確立できれば好都合である。

一方、主な外力要因である表面流量の推定には、流出解析が不可欠である。とりわけ、マサ土のように、非粘着質で大きな浸透能をもつ斜面では、全降雨の中で斜面上を直接流下するものはごく一部分にしか過ぎず、しかも、そのような斜面では、表面流量が把握できれば、従来の掃流砂量式によって流出土砂量の算定が可能であることがわかっているので³⁾、流出解析の適否が侵食量算定の死命を制すると言っても過言ではない。

以上のことから、斜面侵食による流出土砂量の予測法を図式化すれば、図-5.10のようになる。

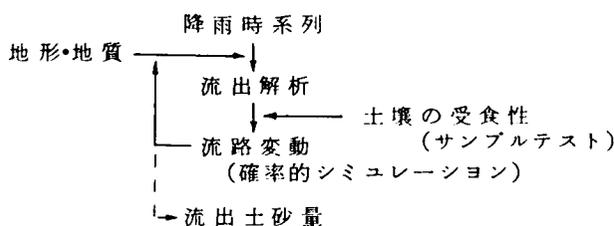


図-5.10 斜面侵食による流出土砂量の予測法

第5節 結 語

本章では、粘着性流路床の変動機構にかかわる現実問題の例として、斜面侵食による土砂流出を取り上げ、まず、現地調査に基づいて、宅造地のり面における侵食状況の実態例について述べた。続い

て、当地の降雨資料から、斜面侵食量を検討し、最後に、前章までの結果を総合して、斜面侵食による流出土砂量の予測法を組み立てた。

得られた結果を要約すると、次のようである。

宅造地のり面においても、裸地の部分には多数の流路が形成され、強雨時に激しい侵食が生じている。流路配列は場所によって非常に異なるが、比較的一様と考えられるいくつかの区間に分割して、単位斜面幅あたりの流路本数を求めれば、その変化傾向は前章で述べたものと同じである。すなわち、流路間隔の小さい間は、時間的にも距離的にも流路密度がしだいに減少し、ある程度流路間隔が大きくなると、もはやそれ以後は、流路密度が変化しなくなる。

個々の流路は、3次元的にきわめて複雑な形態を呈するが、平均的には、溝幅が流水幅（流路の底部形状から推定したもの）の約2倍、蛇行幅は流水幅の約1倍、蛇行波長は流水幅の約10倍となっている。これらの流路は、何本かの流路の合流の結果、存続したものであるから、蛇行軸そのものはさらに大きなスケールで横変倚し、流路の最大横変倚量は蛇行幅の約5倍に達している。

その結果、溝幅は流路間隔の約15%を占めている。

斜面で採取した供試土の侵食特性と、現地の降雨資料、ならびに上に述べた流路配列から、斜面全幅の平均侵食速度を求めれば、約3.8cm/yearとなる。

上述の計算では、流路配列状況を実測資料から与えたが、現象の予測という観点に立てば、前章に述べた確率的シミュレーションが有効である。

また、透水性の大きな斜面を対象とする場合には、流出解析が不可欠で、その適否が侵食量算定の適否を左右すると言っても過言でない。

参 考 文 献

- 1) 河田五郎ほか：砂防工学，朝倉書店，1969，pp. 68－86.
- 2) 都市水文委員会：都市域における水環境および都市水文に関する技術的諸問題，土木学会関西支部講習会テキスト，1975，pp. 111－131.
- 3) 武居有恒・小橋澄治・ムスリミンニムスターフェ・水山高久：砂質土の表面侵食に関する研究，砂防学会研究発表概要，1976.

結 論

以上、著者は、粘着性流路床の変動機構について、土砂水理学的な観点から、実験的ならびに理論的ないくつかの研究を行い、本論文においてそれらを系統的に論じてきた。ここに、その研究成果を要約して、結論としたい。

まず、緒論では、本研究の目的について述べた。

続いて第1章では、次章以下の展開の基礎として、最も単純な流れである2次元等流下での粘着性流路床の侵食機構に着目し、粘土分を含有する砂れき床の侵食速度、侵食形態および流砂量について、モデル化を行い、理論的考察を展開した。その結果、通常の砂れき床の変動解析においては、流砂量を掃流力に対応させ、その流下方向への変化率として侵食速度を求めるのに対し、粘着性流路床では、侵食速度を掃流力に対応させ、その累加として流砂量を求めるのが妥当であることを明らかにした。これらの結果は実験によって実証された。

第2章は、粘着性流路の横断面形状とその変動に関する理論的・実験的研究をまとめたものである。まず、流路変動の解析を行う基礎として、任意横断面内の掃流力分布算定モデルを提案した。このモデルの特徴は、流路境界面の曲率を導入したことであり、これにより、凸部における掃流力の集中と、凹部における遮蔽効果が定量的に評価できるようになった。ついで、このモデルに基づいて、底面凹凸の発達・減衰と平衡断面の形成過程に関する理論を展開した。その結果、凹凸の発達・減衰の条件が明らかにされ、リルの形成が理論的に説明された。また、平衡断面形状が求められるとともに、任意形状流路横断面の変形過程を追跡することが可能となった。さらに、これらの理論結果は実験により検討され、細部にわたってはさらに検討を要する点も残されているが、基本的には妥当であることが実証された。

第3章では、急勾配粘着性流路の3次元の変動過程に着目し、おもに実験的な考察を行った。まず、複雑な流路形状とその上の流れの形状を能率的に測定するために、新しい方式のポイントゲージを開発し、3次元の変動過程の追跡を容易にした。開発内容は2点あり、そのひとつは、従来の目盛直読式から自動記録式にしたこと、もうひとつは、ゲージの運動機構を、スライド式から回転アーム式にしたことである。これにより、位置測定の能率は大きく改善された。

急勾配粘着性流路においては、条件によって著しい階段状の縦断形状や穿入蛇行が発達し、流れはきわめて複雑な3次元の特性を示し、また、流水抵抗が非常に増大して、出水特性や土砂流出特性に

大きな影響を及ぼすことが明らかにされた。線形安定解析の結果、射流流れでは、縦断方向の攪乱が発達することが導かれ、階段状縦断形状の形成についての理論的説明を与えることができ、また、実験の結果に基づいて、流路形状に関するいくつかの関係式が求められたが、十分な解析は今後に残されている。

第4章では、裸地斜面など、面的な広がりをもつ場における、流路網の形成過程について、実験的ならびに理論的考察を行った。実験では、特に、水みち面積率に着目し、それが把握できれば、流出土砂量が水理学的に算定できることを確認した。

水みち面積率は個々の流路幅とそれらの間隔との比として求まるが、流路網の形成がきわめて不規則な現象であることから、確率的シミュレーションを行った。このシミュレーションは、単なる流路網のパターンの模擬にとどまらず、水理学的な観点からその形成過程を模擬したものであり、流路配列のほか、流路形状、流出土砂量などの時間的・空間的变化が同時に追跡できるものである。

第5章では、本研究の実際問題への適用例として、斜面侵食による土砂流出を取り上げ、現地調査の結果から、斜面上の流路の配列や流路の形状に関して、前章までの屋内実験との類似性を確認した上で、降雨資料に基づく斜面侵食量の予測法について言及した。

本研究の成果が、従来研究の立ち後れている、粘着性流路床の土砂水理学の進展に寄与し、さらに、防災問題を初めとする土砂処理問題を扱う上での一助となれば幸いである。

最後に、本研究を遂行するにあたり、終始懇切な御指導を賜った、京都大学防災研究所教授、芦田和男先生に深甚の謝意を表するしだいである。