

ベルトコンベア式水路による2,3の実験結果について

Some Experimental Studies of Flow in Flume with Belt-Conveyor-Bed

九州大学 工学部 正 員 平野 宗夫

九州大学 工学部 ○正 員 岩元 賢

九州大学 工学部 学生員 猿渡 裕明

1. はじめに

山地河川における洪水や土石流は、鉄砲水、山津波などの呼称が示すように、段波状を呈することが多い。段波状土石流に関しては、近年、焼岳および桜島における現地観測や水路実験を中心にした研究によって、その性状はかなり明らかにされてきたが、まだ不明の点も少なくない。

ところで、段波は本来非定常な現象（図-1 (a)）であるが、水理学の教科書の教えるところによると、段波の伝播速度 w と同じ速度で移動しながら見ると、図-1 (b) に示すように段波は静止し、定常状態として取り扱うことができる。しかし、実際に実験水路において段波と同じ速度で計器や人間を移動させながら観測することは、かなり困難で、また、実行しても段波の速度が大きいと短時間しか観測できず、「静止した段波を観測する」という状態からはほど遠いものになる。これに対して、もし水路底面を上流側に w の速度で移動させることができれば、段波は静止し、長時間の観測が可能なのはである。このような目的で、図-2 に示すようなベルトコンベア式水路を試作し、段波先端部の形状と粒子の流動について実験を行ない、若干の考察を行なった。

2. ベルトコンベア式水路の概要

試作した水路は全長約3mで、幅10.2cm、高さ20.0cm、長さ200cmの両面アクリライト製の開水路の底面にベルトコンベアを密着させて通したもので、勾配は0~0.5、ベルトの移動速度は0~200cm/secの範囲で変化させることができる。

実験に際しては、ベルトを移動させながら上流端から水を供給してベルト上に段波を発生させ、ベルト速度と供給水量を調節して段波を静止させるものである。ベルトの速度、水路勾配および供給水量を適当に組み合わせると、段波の先端は、水流の乱れと、継目などによるベルトの不均一性のため、上下流に各10cm程度周期的に変動するが、平均位置は一定に保たれ、静止した段波とみなすことができる。（写真-1）そして、この場合水深も時間平均的に変化しないので、上流端における供給水量と流出水量がつり合い、水路の各点で流量は0（したがって平均流速も0）になる。

このように底面が移動する水路としては、円形回転式水路がよく用いられているが、円形水路では勾配をつけることができない。円形回転式水路や通常の水路に比し、本水路は次のような利点を有する。

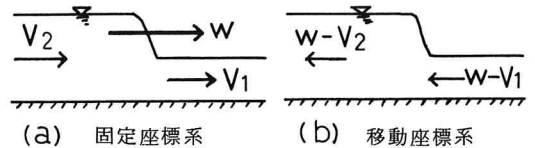


図-1 段波に関する座標系

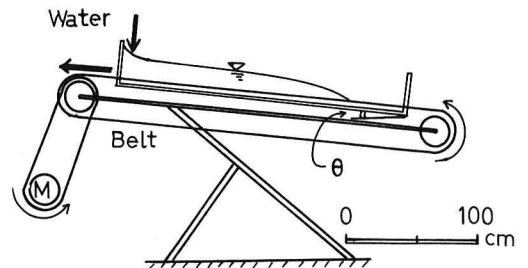


図-2 実験水路

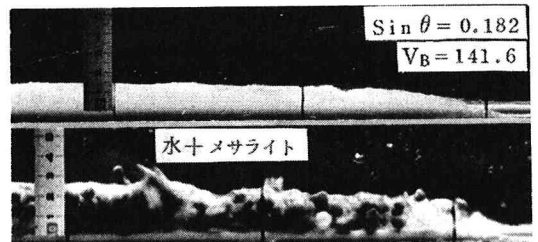


写真-1 段波先端部

①任意の勾配に対して任意の平均流速を設定できる。たとえば、平均流速が0の流れ（静止段波）、表面流速が0の等流や逆勾配の等流などが容易にえられる。

②流れの中に個体粒子がある場合、粒子の移動速度とほぼ等しい流速を設定することにより、粒子の挙動の詳細かつ長時間の観測が容易となり、測定精度が向上する。たとえば、通常の水路において、平均流速 $V_m = 100 \text{ cm/sec}$ の流れの中で、粒子AおよびBの移動速度として、それぞれ $V_A = 102 \text{ cm/sec}$ 、 $V_B = 98 \text{ cm/sec}$ がえられたとしても、測定の精度やバラツキを考えるとすぐに $V_A > V_m > V_B$ と結論づけるのは躊躇される。しかし、本水路の $V_m = 0$ の流れの中で測定すると、粒子Aは $V_A = 2 \text{ cm/sec}$ の速度で下流へ流下し、粒子Bは $V_B = 2 \text{ cm/sec}$ の速度で上流へ遡上することになるので、容易に判断できることになる。

3. 砂礫の流動に関する実験と考察

(1) 実験結果

ベルトコンベア式水路に、段波の先端が静止した流れ（平均流速が0）を作り、種々の粒径の砂礫（ $d = 0.083 \sim 1.35 \text{ cm}$ ）、ガラス球（ $d = 0.11 \sim 1.25 \text{ cm}$ ）および鋼球（ $d = 0.16 \sim 1.12 \text{ cm}$ ）を投入し、その流下形態を16mmシネカメラおよびVTRによって撮影した。各材料の諸元は表-1のとおりである。

各粒子の移動形態は saltation を主体とし、流れが水面近くでは下流へ、底面近くでは上流へ向っているので、図-3に示すように軌跡は楕円状になる。また、各材料、粒径について、平均移動速度 u_g とベルト速度 V_B の比と粒径との関係をプロットしたものが図-4である。それによると、ガラス球と鋼球は平均流速（この場合は0である）より速く移動し、粒径が大きくなるにつれて移動速度も増大しているが、この勾配（ $\sin \theta = 0.182$ ）では、流水がなくても球は重力によって移動するので当然のことである。これに対して、礫の場合は、ある粒径範囲の砂礫は下流へ（すなわち平均流速より速く）移動し、それより大きい砂礫も小さい砂礫も上流へ（平均流速より遅く）移動している。したがって、粒径範囲の広い混合砂礫を投入すると分級作用を生じ、ある粒径範囲の砂礫だけが段波の先端部に集中することになる。これは、ある粒径より大きな礫の場合は、saltation がしにくいいため、水路床に接触する機会が多くなり、水路床との摩擦効果が顕著となるため、移動速度は減少するものと考えられる。また、saltation をする場合、流れに流速分布があるため、高く跳躍した球ほど速い流れの影響を受けるため移動速度は大きくなり、また、同じ跳躍高さの球の場合は、大きい粒径ほど球自身の重力成分の効果が流れの流体力に付加されるために、移動速度が大きくなるものと思われる。

(2) 砂礫の流動に関する運動機構の考察

図-5に示すように、流れの中を移動している砂粒の水平方向および鉛直方向の運動方程式は、次式で表わされる。

$$\left(\sigma + \frac{\rho}{2}\right) \frac{\pi}{6} d^3 \frac{d^2 x}{dt^2} = D \cos \delta + \sigma g \frac{\pi}{6} d^3 \sin \theta + \Delta P x + M \sin \delta \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\left(\sigma + \frac{\rho}{2}\right) \frac{\pi}{6} d^3 \frac{d^2 y}{dt^2} = D \cos \delta - (\sigma - \rho) g \frac{\pi}{6} d^3 \cos \theta + M \cos \delta \quad \dots\dots\dots (2)$$

表-1 材料の諸元

材質	d cm	σ
砂 礫	0.083—1.35	2.65
ガ ラ ス	0.11—1.25	2.54
鋼	0.16—1.12	7.63

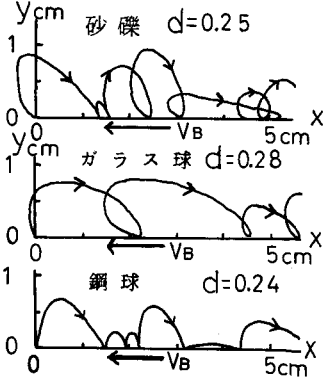


図-3 各粒子の移動形態

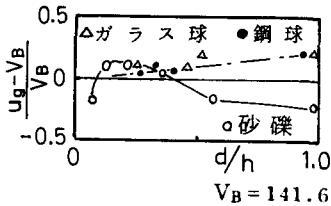


図-4 各粒子の移動速度と粒径

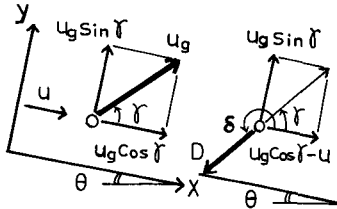


図-5 砂粒に作用する力

ここに、 ρ は水の密度、 σ は砂礫の密度、 d は砂粒の粒径、 g は重力加速度、 ΔP_x は水平方向における礫の前後に作用する圧力差、 M はマグナス効果、 D は流体力、および δ は流体力 D の作用方向の x 軸となす角度である。

流れ方向と r なる角度の方向に移動している粒子に作用する流体力 D とその方向 δ は、平野¹⁾により次のように導びかれている。

$$\tan \delta = \frac{u_g \sin r}{u_g \cos r - u} = \frac{dy/dt}{dx/dt - u} \dots\dots\dots (3)$$

$$D = \frac{\pi}{8} C_D d^2 \rho \left\{ \left(u - \frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (4)$$

なお、上式と同様な式が、最近、whiteら²⁾によって与えられている。

ところで、式(1)および(2)における流体力の項については、従来、 x 方向の抗力係数を C_{Dx} 、 y 方向の抗力係数を C_{Dy} として、

$$D \cos \delta = \frac{\pi}{8} C_{Dx} d^2 \rho \left| u - \frac{dx}{dt} \right| \left(u - \frac{dx}{dt} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$D \sin \delta = \frac{\pi}{8} C_{Dy} d^2 \rho \left| \frac{dy}{dt} \right| \frac{dy}{dt} \dots\dots\dots (6)$$

とし、

$$C_{Dx} = C_{Dy} = C_D \dots\dots\dots (7)$$

として計算した例が多い。^{3), 4)} しかし、式(3)~(6)より

$$\frac{C_{Dx}}{C_D} = \pm \sqrt{1 + \left(\frac{dy/dt}{u - dx/dt} \right)^2} \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{C_{Dy}}{C_D} = \pm \sqrt{1 + \left(\left(u - \frac{dx}{dt} \right) / \frac{dy}{dt} \right)^2}$$

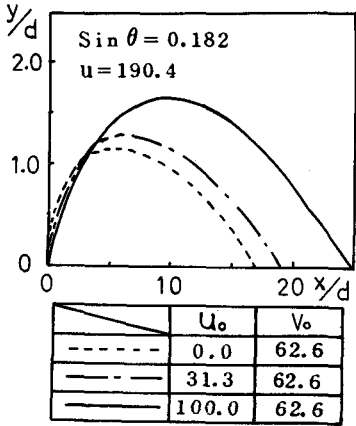


図-6 初速度の変化による軌跡の比較

となるので、式(7)の仮定は一般に成立しない。比較のため、式(1)、(2)において、マグナス効果 M および圧力差を無視し、一様流速 $u = 190.4 \text{ cm/sec}$ 中における径 1.0 cm 比重 2.65 の球の軌跡を、初速の y 方向の成分 v_0 を一定とし、 x 方向の成分 u_0 をいろいろ変えて計算すると、図-6 のようになる。従来の計算式では、最高点の高さは u_0 に無関係に一定となるが、同図では、 u_0 が大きいほど軌跡の最高点も高くなっている。ゆえに、式(7)の仮定は、 x 方向と y 方向について、それぞれ独立に計算でき、解析解がえやすいなど、近似式としての利点はあるが、厳密には(1)~(4)を用いるべきである。

(3) 実験結果と計算結果の比較と考察

前述のように、実験によると、ある粒径範囲の砂礫は平均流速より速く流下するが、このように粒子が平均流速よりも速く流下するのは、重力の作用と、粒子が saltation により平均より流速の大きい水面近くを跳躍するためと考えられる。そこで、saltation に関するシミュレーションを行ない、移動速度について定性的な検討を行なう。

まず、式(1)~(4)において圧力差 ΔP_x とマグナス効果を無視し、次の無次元量

$$\omega = \frac{u}{\sqrt{gD}}, \quad \xi = \frac{x}{d}, \quad \eta = \frac{y}{d}, \quad \tau = \sqrt{\frac{g}{d}} t \dots\dots\dots (9)$$

を導入すると、式(1)、(2)は次式のようになる。

$$\left(\frac{\sigma}{\rho} + \frac{1}{2} \right) \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \frac{3}{4} C_D \left\{ \left(\omega - \frac{d\xi}{d\tau} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{d\tau} \right)^2 \right\} \cos \delta + \frac{\sigma}{\rho} \sin \delta \dots\dots\dots (10)$$

$$\left(\frac{\sigma}{\rho} + \frac{1}{2} \right) \frac{d^2 \eta}{d\tau^2} = - \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) \cos \delta - \frac{3}{4} C_D \left\{ \left(\omega - \frac{d\xi}{d\tau} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{d\tau} \right)^2 \right\} \sin \delta \dots\dots\dots (11)$$

whiteらは空気中の砂礫の運動についてマグナス効果の影響が少なくないことを示しているが、流水中における効果は未解明である。ここでは、定性的検討を主眼としているため、一応無視することにする。また、流速分布は、停止したベルト上での測定結果より、対数則を仮定し、

$$\frac{u}{u_*} = 8.5 + 5.75 \log \frac{y}{k_s} \quad \cdots \cdots \cdots (12)$$

とする。ここに、 u_* は摩擦速度、 k_s は相当粗度である。また、 C_D はFairらの近似式⁵⁾

$$\left. \begin{aligned} C_D &= \frac{24}{Re} + \frac{3}{\sqrt{Re}} + 0.34 \\ Re &= \sqrt{\left(u - \frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} \cdot d / \nu \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots \cdots (13)$$

を用いる。ここに、 ν は動粘性係数である。これらの式により、ガラス球の軌跡を計算し、測定値と比較した結果は図-7のようになる。なお、計算に際して、初速度の値は実験結果よりえられる値を用いた。

図より、ガラス球の計算曲線は、実験曲線に比べ上昇する際、その勾配がわずかに急になるので、跳躍高さは大きくなるがその反面、飛距離は短くなるようである。この実験曲線と計算曲線の軌跡の誤差は、16mmシネカメラから直接、実験曲線を図化する際の精度や、その初速度の読み取り誤差、および流れの流速分布を対数則としたために生ずる水路床近傍での流速分布のずれによる誤差等に原因があるものと思われる。また、速度勾配のある流れの中における抗力係数の値は、福岡ら⁶⁾の層流における実験によると、一樣流中における値より増大することが指摘されているから、本実験のような乱流中の場合でも、その影響が懸念され、whiteらが指摘したマグナス効果による影響等についても、検討の必要がある。

つぎに、saltationした球が、河床において、図-8に示すような半球状の突起に衝突するものとして衝突前後の速度をそれぞれ u_{g1} および u_{g2} 、それが水平面となす角をそれぞれ α および β 、反発係数を e とし、摩擦を無視すると、周知の次式がえられる。

$$\begin{aligned} u_{g2} \sin(\pi - \beta - \gamma_1) &= u_{g1} \sin(\gamma_1 - \alpha) \\ u_{g2} \cos(\pi - \beta - \gamma_1) &= e u_{g1} \cos(\gamma_1 - \alpha) \end{aligned} \quad \cdots \cdots \cdots (14)$$

また、摩擦を考慮した場合の運動方程式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \left(\sigma + \frac{\rho}{2}\right) \frac{\pi}{6} d^3 \frac{d^2 s}{dt^2} &= -\mu F \quad \cdots \cdots \cdots (15) \\ \left(\sigma + \frac{\rho}{2}\right) \frac{\pi}{6} d^3 \frac{d^2 q}{dt^2} &= F - \sigma g \frac{\pi}{6} d^3 \sin \gamma_1 - \rho g \frac{\pi}{6} d^3 \quad \cdots \cdots \cdots (16) \end{aligned}$$

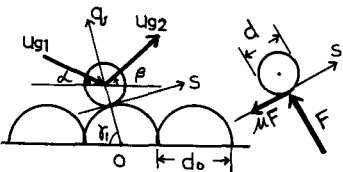


図-8 砂礫の反発機構

ここに、 μ は摩擦係数、 F は衝突面に垂直な抗力、 s および q はそれぞれ衝突面に水平および垂直方向に合った長さ、 r_1 は水平面と q 軸となす角である。衝突による力積を P とすると、上記の式より、

$$u_{g2} \sin(\pi - \beta - \gamma_1) - u_{g1} \sin(\gamma_1 - \alpha) = -\frac{\mu P}{\left(\sigma + \frac{\rho}{2}\right) \frac{\pi}{6} g d^3} \quad \cdots \cdots \cdots (17)$$

$$u_{g2} \cos(\pi - \beta - \gamma_1) + u_{g1} \cos(\gamma_1 - \alpha) = \frac{P}{\left(\sigma + \frac{\rho}{2}\right) \frac{\pi}{6} g d^3} \quad \cdots \cdots \cdots (18)$$

$$\text{および、} \quad u_{g2} \cos(\pi - \beta - \gamma_1) = e \cdot u_{g1} \cos(\gamma_1 - \alpha) \quad \cdots \cdots \cdots (19)$$

がえられる。これらの式より P を消去することにより、 u_{g2} と β が求められる。

実際には、このほかに粒子の回転とスリップによって複雑な力が付加されるものと思われる。衝突面のなす角 r_1 については、同粒径の砂礫よりなる河床における平均値として、土屋は $r_1 = 7.15^\circ$ を、

white は $\gamma_1 = 75^\circ$ をえている。河床砂礫の径と移動粒子の径が異なる場合には、図-8のように、河床に d_b なる粒径の粒子が連続している場合の γ_1 の下限値は次式

$$\cos \gamma_0 = \frac{1}{d/d_b + 1} \quad \dots\dots\dots (20)$$

で与えられるから、ここでは、簡単に、次式のように仮定する。

$$\gamma_1 = (\gamma_0 + \pi/2) / 2 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$d = d_b$ の場合、上式による値は white らの平均値に一致する。

以上より、これらの条件を用いて、saltation に関するシミュレーションを行なう。移動速度が定常になった時の速度を示すと図-9。(a), (b) のようになる。それぞれ流速分布として対数則を用いた場合と一様流速とした場合、および反発機構において摩擦を無視した場合と考慮した場合の線が示されており、また、図の(a)は急勾配 ($\sin \theta = 0.182$) におけるもの、(b)は重力の効果をみるために、勾配を0とした場合である。

まず、流速分布として対数則を用いた場合と、その平均流速に等しい一様流速を用いた場合を比較すると、 d/h が大きくなると前者の方が後者の場合より移動速度が大きくなっており、流速分布の存在が大きい礫をより速く移動させる原因となっていることがわかる。また、流速分布がある場合、重力の流れ方向の成分を無視し ($\sin \theta = 0$) 摩擦を考慮すると、 d/h のある値で移動速度はピークを示し、それより d が大きくなると、移動速度は次第に小さくなっている。このように、底面の摩擦が重力の流れ方向の成分に対して大きい場合には、ある粒径範囲の砂礫がもっとも速く流下することになり、砂礫の実験結果 (図-4) と同じ傾向を示す。本実験の場合には、礫が大きくなるとあまり跳躍しなくなり、河床に接触している時間が長くなるため河床の摩擦効果が、重力の効果に比し、卓越してくると思われる。

以上、定性的ではあるが、saltation に関するシミュレーションによって、実験結果の説明ができる。

4. 段波先端部の形状と圧力

(1) 段波先端部の形状測定

ベルトコンベア式水路において段波を停止させ、その形状を測定した。実験は、水だけの場合と、水にメサライト (比重 1.46, 中央粒径 0.8 cm) を混入した土石流の場合の段波とについて、種々の勾配と水深について行なった。形状測定の1例を図-10に示す。図より、段波先端部の形状は、一般に水深と勾配が大きくなるに従って、ベルト速度が大きくなり、ベルト近傍におけるせん断力が増大するため、立ち上りが急になる。また、メサライトを混入した場合の段波の形状は、空気の巻き込みが激しく、水だけによる段波に比べると、その先端部はさらに急になり、かつ水深も大きくなっている。

(2) 段波先端部の形状に関する考察

実験によると、段波先端部の速度と形状は、時間的、場所的に変化せず、定常な状態に固定される。そこで、このような段波に対して、流れを図-11に示すようにモデル化し、運動の式および連続の式を適用すると、次のようである。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (22)$$

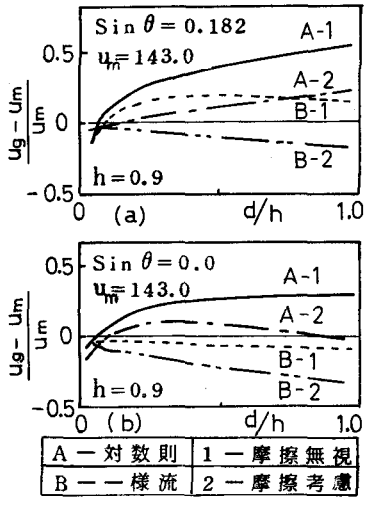


図-9 移動速度の計算結果

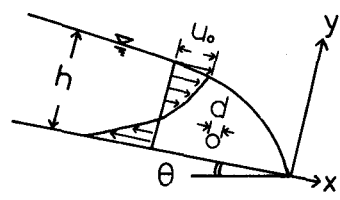


図-11 段波先端部のモデル化

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \cos \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (23)$$

および $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$

ここに、 u と v はそれぞれ流速の x および y 軸方向の成分、 p は圧力、 τ はせん断力、 ρ は流れの密度、 h は水深である。ここで、流れ関数を、

$$\psi = u_0 h F(\eta), \quad \eta = \frac{y}{h} \quad \dots\dots\dots (25)$$

と仮定すると、流速の成分 u と v は、それぞれ次式のようになる。

$$u = u_0 F', \quad v = u_0 \frac{dh}{dx} (\eta F' - F) \quad \dots\dots\dots (26)$$

ただし、 u_0 は表面流速で、場所的に変化しないものとする。

これらの関係を式 (22) に代入して積分すると、圧力 p は

$$\frac{p}{\rho g h} = \left(1 - \frac{y}{h}\right) \cos \theta + \frac{u_0^2}{g} \frac{d^2 h}{dx^2} \int_0^1 F'(\eta F' - F) d\eta - \frac{u_0^2}{gh} \left(\frac{dh}{dx}\right)^2 \int_0^1 \eta F F'' d\eta \quad \dots\dots\dots (27)$$

となる。これを式 (22) に代入し、 y について 0 から h まで積分すると、 h に関して次式がえられる。

$$F_0^2 B \varphi^2 \frac{d\varphi}{d\xi} + F_0^2 C \varphi \frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} \frac{d\xi}{d\xi} - F_0^2 D_0 \left(\frac{d\varphi}{d\xi}\right)^2 (F_0^2 A - \varphi \cos \theta) \frac{d\varphi}{d\xi} - \varphi \sin \theta + \frac{\tau_0}{\rho g h_0} = 0 \quad \dots\dots (28)$$

ここに、 $F_0^2 = u_0^2 / gh_0$ 、 $\varphi = h/h_0$ 、 $\xi = x/h_0$ 、 $A = \int_0^1 F F'' d\eta$ 、 $B = \int_0^1 \int_0^1 F'(\eta F' - F) d\eta$ 、

$C = \int_0^1 \left\{ F'(\eta F' - F) - 2 \eta F F'' \right\} d\eta + \eta F'(\eta F' - F) \Big|_0^1 d\eta$ 、 $D_0 = \int_0^1 \eta^2 F F'' d\eta$ 、 h_0 は基準の水深、お

よび τ_0 は底面のせん断力である。せん断力では、プラントルの混合距離理論を適用すると、

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy}\right)^2 = \rho l^2 \frac{F''}{h^2} u_s^2 \quad \dots\dots\dots (29)$$

ここに、 l は混合距離である。 l が h に比例するとして、 $l = Kh$ (K は定数) とすると、

$$\tau = \rho K^2 F'' u_s^2 \quad \dots\dots\dots (30)$$

したがって、底面のせん断力 τ_0 は、 x に無関係に一定値となる。

そこで、 $\tau_0 = \rho g h_0 \sin \theta$ とし、圧力が静水圧分布に従う(式 (23) において、左辺 = 0、すなわち式 (28) において、 $B = C = D_0 = 0$) ものとして簡略し、式 (28) を積分し、 $x = 0$ で $h = 0$ とすると、次式の解析解がえられる。

$$\frac{x}{h_0} \tan \theta = \frac{h}{h_0} + \left(1 - \frac{F_0^2 A}{\cos \theta}\right) \ln \left(1 - \frac{h}{h_0}\right) \quad \dots\dots\dots (31)$$

流速分布に 2 次式を仮定して、式 (28) を数値積分した結果と、式 (29) による値とは、ほとんど完全に一致する。したがって、段波中における水圧は静水圧分布をなすと考えられる。

次に、式 (29) による段波形状の計算値と実測値を比較すると、図-12 のようであり、 $A = -0.03$ とすると両者はよく一致する。

(3) 礫に作用する圧力

段波中の砂礫の流動特性に関連し、ここでは、砂礫の運動方程式(1)中の礫の前後に作用する圧力差 ΔP_x の特性について考察する。

図-11 に示すように、段波中を粒径 d なる礫が移動している場合、礫の前後の圧力差は $-(\partial p / \partial x) d$ に

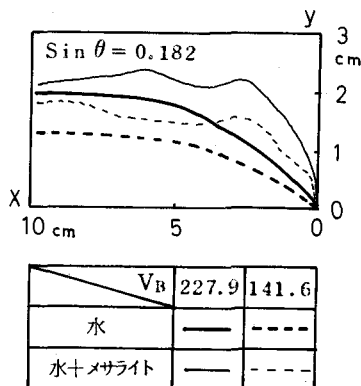


図-10 段波先端部の形状

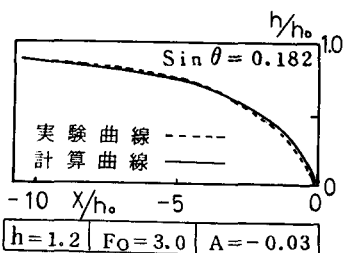


図-12 段波形状の計算曲線と実験曲線の比較

比例し、その作用面積は d に比例する。したがって、 ΔP_x は、比例定数を K_i として、近似的に次式で表わされる。

$$\Delta P_x = -K_i d^3 \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (32)$$

段波の先端部では $\partial p / \partial x < 0$ であるので、 ΔP_x は下向きとなり、粒子を加速する力として作用する。そこで、 ΔP_x の大きさを評価するために、静水圧分布として計算し、 ΔP_x と重力の比を求めてプロットすると、図-13 に示すようになる。図より、段波の先端部に近づくにつれて圧力差と重力の比は次第に増大し、圧力の効果が顕著になっている。したがって、土石流における巨礫の先端部への集中過程については、この圧力差も幾分かの寄与をなすものと考えられる。

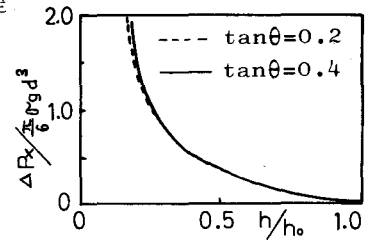


図-13 球に作用する圧力

5. おわりに

底面がベルトコンベアとなっている水路を試作し、段波の先端を停止させて実験を行なったが、砂礫を投入した実験において、砂礫の分級作用が起り、比較的大きいある範囲の礫だけが段波の先端部に集まることが見い出された。

土石流の先端に巨礫が集中することはよく知られており、先端部における礫の挙動に関して、これまでに仮想質量力の変化⁷⁾、礫前後の水位差⁸⁾、礫相互の衝突による反発力⁹⁾（いわゆる Bagnold 効果）などを考慮した説明がなされている。しかし、いずれも、巨礫の集中する現象の説明としては充分ではない。

本実験において見い出された礫の分級作用と、その説明としての saltation 機構の考察および圧力差の評価は、水中における単独の礫についてのものであり、礫相互の衝突が重要な要素となる土石流とはかなり条件が異なっている。しかし、定性的な傾向は土石流にもある程度あてはまるものと考えられる。今後は土石流中の礫の挙動について実験を行ない、その特性の把握につとめるつもりである。

最後に、実験および資料の解析に協力していただいた本学学生俵積田弘文君に感謝します。

参考文献

- 1) 平野：拡幅を伴う流路変動について，土木学会論文報告集，第210号，1973
- 2) White, B. R.: Magnus effect in saltation, J. Fluid. Mech, vol. 81, part. 3, 1977
- 3) 岸，福岡：河床粒子の saltation 機構と流砂量，土木技術資料，土木学会北海道支部，第22号，1966
- 4) 土屋，青山：水流による砂礫の saltation 機構(2)，京大防災研年報，№13-B，1970
- 5) 土木学会：水理公式集
- 6) 福岡，村田，迹目：開水路層流中に吊された球に働く流体力，第32回土木学会年講概要集，1977
- 7) 諏訪，奥田：土石流先端部における巨礫の運動および先端形状について，京大防災研年報，№16，1973
- 8) 矢野 大同：段波状流れの不連続面における礫の移動，第14回水理講演会講演集，1970
- 9) 大同：急勾配上の多量の砂礫を含む流れの流動特性，第18回水理講演会講演集，1974