

河床粒子の浮遊機構とそのモデル化

MECHANISM OF PARTICLE SUSPENSION IN AN OPEN CHANNEL

芦田和男*・藤田正治**

By Kazuo ASHIDA and Masaharu FUJITA

Mechanism of particle suspension is investigated experimentally and theoretically in the flow over a rough bed. Particle motion and turbulent flow near the bed, which is visualized by dye, are photographed simultaneously, and the forces acting on the particles when they are lifted up from the bed and are moving in the flow are discussed from the results. Further, the structure of turbulent flow on the rough bed, which is visualized by hydrogen bubble technique, is investigated about the periodicity and time scale of upward flow. A stochastic model of suspended particles is formulated from the mechanism of particle suspension, the structure of turbulent flow and equation of particle motion. This model is applied to the analysis of critical stage, the process of vertical dispersion and step length of suspended particles.

Keywords : suspended load, mechanism of particle suspension, threshold condition of suspension, step length, sheltering effect

1. 緒 言

砂礫の流水中での運動は複雑であり、それをモデル化することは難しい問題である。特に、乱流中の浮遊砂の挙動は、さまざまなスケールの乱れに支配されており、粒子と乱れとの相互作用の解明なしには、浮遊砂の運動をモデル化することは困難である。

従来、開水路流の乱流構造は、流れの可視化、乱れ速度の条件付計測などによって、かなり明らかにされ、パースティング、ボイル、縦渦などの大規模乱流の特性について多くの知見が得られるようになってきた。それに伴って、最近、浮遊砂の運動機構を乱流構造と結び付けて、より厳密に解明しようとする研究が行われている。Jackson, R. G.¹⁾は、実河川の洪水時に、ボイルの中にその周辺と比べて、非常に高濃度な浮遊砂が含まれていることを観測し、ボイルの発達過程であるコルクによって粒子が浮上することを明らかにした。Sumer, B. M. R. Deigaard²⁾は、滑面および粗面上の浮遊粒子の運動特性とパースティングの時・空間スケールとの関連性を実験的に調べ、粒子の浮遊機構をパースティング現象と

関連付けてモデル化した。また、Gyr, A.³⁾は、従来の研究成果より、渦の時・空間スケールをモデル化し、それをもとに、粒子の浮遊機構について検討した。このように、浮遊現象と乱流構造との関連性に着目して、浮遊機構を解明しようとする研究が行われており、それに基づいた浮遊限界や浮遊砂量の解析法に関する研究が進められている。

さて、不規則な乱流中の粒子の運動をモデル化するためには、確率過程論的な手法を用いるのが一般的であり、この手法では、乱れの寿命時間ごとの粒子の運動を確率的に評価することが重要な問題となる。乱れによる粒子の運動は、粒子に作用する外力とその作用時間が明確であれば、運動方程式を用いて記述することができ、個々の乱れによる粒子の運動の解析結果を、その生起確率に応じて総和すれば、粒子の浮遊運動はよい精度でシミュレーションできるものと思われる。

本論文では、このような観点から、粗面および滑面上の粒子の浮遊機構について検討するもので、特に、粗面の場合については、河床付近の流れと粒子の浮遊現象との関連性、乱流特性および粒子に作用する外力などについて詳細に考察する。また、浮遊機構を定式化し、粗面および滑面上の粒子の浮遊限界や浮遊粒子の運動特性などについて明らかにする。

* 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所
(〒611 宇治市五ヶ庄)

** 正会員 工修 京都大学助手 防災研究所 (同上)

2. 河床付近の流れと粒子の浮遊現象

(1) 粗面河床上の流れと乱流特性

従来、滑面の場合の乱流構造はかなり明らかにされてきたが、粗面の場合については、まだ十分解明されたとはいえない。ここでは、水素気泡法を用いて、粗面河床上的流れと乱流特性について若干の検討を行う。

a) 実験の概要

実験水路は幅 30 cm、長さ 8 m、勾配 1/1 000 であり、河床には平均粒径 $d_r=4.8$ mm の礫が均一に敷かれている。水素気泡発生装置は、同様の実験を行った Grass, A. J.⁴⁾ のものとはほぼ同じであり、陰極線に 1 mm 間隔にペンキで絶縁した直径 100 μ の白金線を用いた。実験条件は、流量 $Q=1.2$ l/s、水深 $h=2.8$ cm、摩擦速度 $u_* = 1.5$ cm/s であり、この条件では、 $u_* d_r / \nu = 73$ となり、河床条件は粗面である。ここに、 ν ：動粘性係数である。また、水素気泡は 0.02 s の周期で発生させた。撮影には、毎秒 200 フレームの録画が可能な高速ビデオカメラを用いた。

b) 粗面河床付近の流況と乱流特性

Photo 1 ①～④は連続した流況の一例を示したもので、写真上方の数値は撮影時刻 (1/1 000 s 単位) を表わす。②、③に流体塊が上昇する過程がみられ、①、④に上昇流の発生直後に下降流が生じる過程がみられる。このような現象は、従来、可視化実験によって観察されたバースティング現象と同様のものであり、②、③がエジェクション過程、①、④がスウィープ過程に相当する。エジェクションは間欠的に生じ、③にみられるように、河床に対して急角度の境界が生じていることから、流体塊が急激に上昇していることが推察される。また、上昇流の影響範囲は水深の 0.3～0.5 倍であり、時には水面付近まで及ぶことがある。エジェクションが生じると、流体塊の加速度運動に伴って揚圧力が生じ、後述の実験結果からわかるように、その作用で河床粒子は浮上

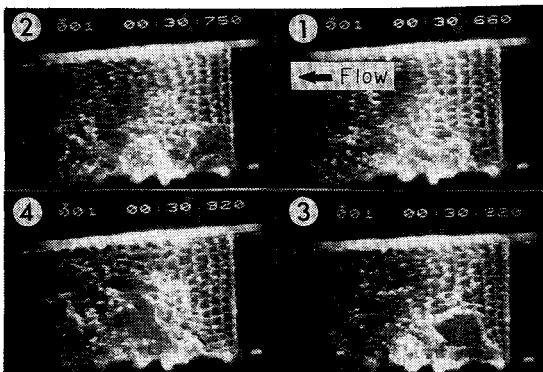


Photo 1 Visualized turbulent flow.

する。また、河床を離脱した粒子は、エジェクションやスウィープに伴う上昇流や下降流の影響のもとに浮遊運動する。したがって、エジェクションの発生周期、上昇流や下降流の時・空間スケールなどが、浮遊砂の運動のモデル化に重要である。

まず、この実験でのエジェクションの平均発生周期は $\bar{T}_u = 0.27$ s で、これを最大流速 U_{max} と水深 h で無次元化すると、 $\bar{T}_u U_{max} / h = 1.7$ となる。この値は、滑面におけるバースティングの平均発生周期の無次元量 (たとえば、中川・禰津⁵⁾ によると $\bar{T}_B U_{max} / h = 1.5 \sim 3.0$) とはほぼ同じ値となる。したがって、粗面においても滑面の場合と同様の周期で、エジェクションが発生していることがわかる。

河床付近の上昇流体塊の上昇流速は、Fig. 1 に示すようにラグランジュ的に追跡すると正の値が継続し、その後減少して T_{ei} 時間後に 0 になる。いま、上昇流体塊の中心の位置 $z = z_L$ (本実験では $z_L \approx 0.4$ cm) の付近における水素気泡や染料の軌跡から上昇流速の時間変化を測り (Fig. 1 参照)、上昇流速の平均値 w_{re} と T_{ei} の関係を求めた結果を Fig. 2 に示す。この図のように、 w_{re} と T_{ei} の間には正の相関があり、上昇流速が大きいほどその継続時間が長くなる傾向があることがわかる。ここで、 T_{ei} の平均値 \bar{T}_{ei} はいわゆる渦の平均寿命時間とは異なるものであるが、比較的大きいスケールの乱れに対する寿命時間である。 w_{re} と T_{ei} の関係を定式化するこ

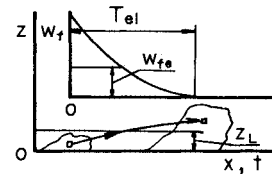


Fig. 1 Schematic view

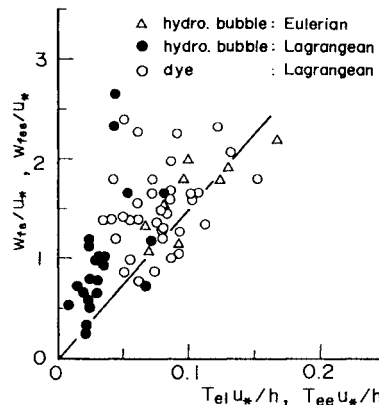


Fig. 2 Relation between turbulent upward flow velocity and its duration.

とは、浮遊粒子の運動をモデル化するうえで重要である。そこで、この関係を次式で近似する。

$$\frac{T_{ei}u_*}{h} = a \frac{w_{fe}}{u_*} \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 a : 比例係数である。

式(1)の関係が一般的に成立するかが問題であり、次にこれについて検討する。 $z = z_L$ において Euler 的上昇流速の時間変化を水素気泡より測定し、上昇流速の平均値 w_{fe} とその継続時間 T_{ee} の関係を調べた結果、Fig.2 のようになり、 $w_{ree} = w_{fe}$ に対して $T_{ei} \doteq T_{ee}$ となった。したがって、 w_{ree} と w_{fe} が同様の確率分布に従うとすると、 w_{ree} および w_{fe} の平均値 (\bar{w}_{ree} , \bar{w}_{fe}) に対する継続時間 \bar{T}_{ee} , \bar{T}_{ei} もほぼ等しいものと考えられる。しかし \bar{T}_{ee} と \bar{T}_{ei} の比は、従来の研究より⁶⁾、 U/u' (u' : 流下方向の乱れ強度) の関数となることが考えられるので、 $\bar{T}_{ei} = c_3 \bar{T}_{ee}$ とおくことにする。 $\bar{w}_{ree} = \bar{w}_{fe} = c_2 u_*$ と表わし、Prandtl の混合距離理論より、 $\bar{T}_{ee} = c_1 \alpha z / \bar{w}_{ree}$ とすると、

$$a = (c_1 c_3 / c_2^2) \alpha z_L / h \dots \dots \dots (2)$$

となる。ここに、 c_2 : 比例定数、 α : カルマン定数である。河床付近の鉛直方向の乱れ速度 w_r ($-\infty < w_r < \infty$) が平均 0、標準偏差 u_* の正規分布に従うとし、 w_{fe} や w_{ree} が $w_r > 0$ の領域に相当するとすれば $c_2 = 0.067$ である。また、 c_3 の値は本実験値より $c_3 \doteq 1$ とおく。さらに、本実験では、 $a = 0.067$ 、 $z_L/h \doteq 0.14$ であるので、これより $c_1 = 0.5$ となる。したがって、式(1)は一般的に成立するものと考えられるが、 z_L/h の値をいかに決定するかが問題である。以下の解析では、本実験より $z_L/h \doteq 0.14$ を用いることにするが、この点は今後検討を要する。

(2) 粗面上の粒子の浮遊機構

a) 実験の概要

前述のような間欠的な上昇流や下降流と粒子の浮遊運

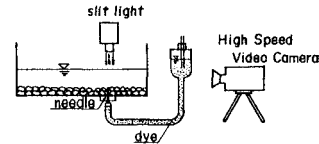


Fig.3 Experimental apparatus.

動との関連性について、染料で可視化された河床付近の流れと粒子の運動を同時に撮影して検討する。

実験水路、河床条件および水理条件は(1)の実験とほぼ同一である。水路の上流端から5mの位置に外径1mmの注射針を礫の頂部付近まで差し込み、Fig.3に示すような装置で、染料が一定速度で河床から供給できるようにした。実験に用いた粒子は、粒径1.4mm、比重1.05、沈降速度1.88cm/sのほぼ均一なポリスチレン粒子である。染料にはローダミンB溶液を用いた。

実験は、河床の礫と礫の間に一様に敷いたポリスチレン粒子の運動と染料で可視化された河床付近の流れを、同時に、高速ビデオカメラを用いて、水路の横方向から撮影した。

b) 河床付近の流れと浮遊砂との関連性

Photo 2 (a), (b) は、粒子が河床を離脱する過程と離脱後再浮上する過程の一例を連続写真で示したものである。これらの写真でも、河床付近に間欠的な上昇流が発生している様子がわかる。Photo 2 (a) に示すように、上昇流体塊の発生に伴って、河床粒子が急激に離脱し、上昇流体塊とともにさらに浮上している。粒子は上昇流体塊の上昇流速が0になるまで浮上し、その後、上昇流体塊や下降流体塊の影響を受けて、浮上または沈降するものと考えられる。沈降粒子は、Photo 2 (b) に示すように、河床付近で発生した上昇流から、十分大きい流体力の作用を受けたときには再浮上する。粒子の浮遊運動は、さまざまなスケールの乱れによって支配されていると考えられるが、これらの写真からわかるように、大局

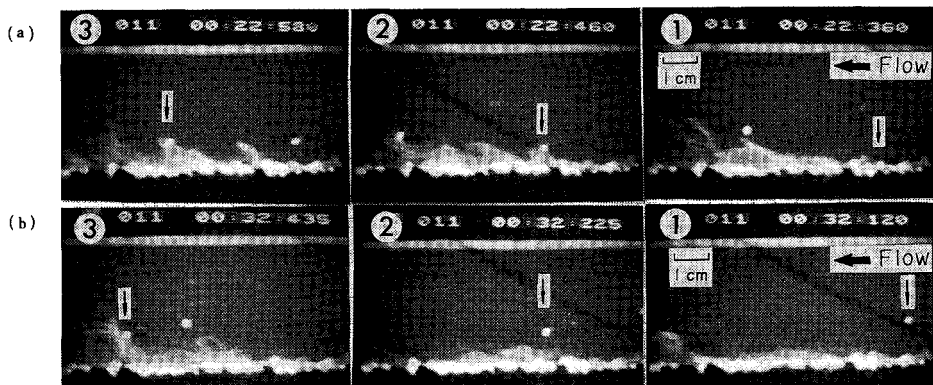


Photo 2 Relation between particle motion and turbulent flow when a particle is entrained from the bed (a), and when a particle rises in the process of downward motion (b).

的には、(1)で考察したようなスケールをもった流体塊の作用で決定される。以下では、河床付近で発生する上昇流によって、河床粒子が離脱、浮上する過程を離脱過程、その後、浮上、沈降を繰り返す過程を浮遊過程と称することにする。

c) 粒子に作用する外力

粒子に作用する鉛直方向の力として、重力、浮力、揚圧力、流体力および河床面との衝突反発力などが挙げられるが、浮遊運動時に、どの力が支配的であるかを明らかにすることは、浮遊運動のモデル化を進めるうえで、重要な問題である。ここで、揚圧力とは流れの非定常運動に起因する圧力変動による力で流体力(いわゆる抗力)と区別する。まず、鉛直方向の揚圧力および流体力について、粒子の軌跡と運動方程式から検討する。

鉛直方向の粒子の運動方程式は、Tchen⁷⁾によれば、

$$\frac{\pi}{6} d^3 \sigma \frac{dw_p}{dt} = F_b + F_L + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \rho \left(\frac{dw_r}{dt} - \frac{dw_p}{dt} \right) - G \dots \dots \dots (3)$$

である。ここに、 d ：粒径、 σ 、 ρ ：粒子および流体の密度、 w_p 、 w_r ：粒子および流体の鉛直方向の速度、 F_b ：流体力、 F_L ：揚圧力、 G ：水中重力で、 F_b 、 F_L および G は次式で表示される。ただし、抵抗則はStokes則が適用できるものとする。

$$F_b = \frac{1}{2} C_D \rho |w_r - w_p| (w_r - w_p) \frac{\pi}{4} d^2 \dots \dots \dots (4)$$

$$F_L = \frac{\pi}{6} d^3 \rho \frac{dw_r}{dt} \dots \dots \dots (5)$$

$$G = (\pi/6) d^3 (\sigma - \rho) g \dots \dots \dots (6)$$

ここに、 C_D ：抗力係数で、 $C_D = 24\nu / |w_r - w_p| d$ である。

以上の式を、 $t=0$ で $F_b=0$ 、 $w_p=0$ のもとで、 $w_p(t)$ の実験値(1/100秒ごと)を用いて $w_r(t)$ を求め、 F_L 、 F_b の時間変化を計算した。ただし、Tchenの仮定に従って粒子の軌跡に沿った微分と流れに沿った微分は近似的に等しいものとした。

Fig. 4は、軌跡とそれに伴う F_L の時間変化の一例を示したものである。これより、離脱時に正の大きな F_L が作用しており、その後急激に減少していることがわかる。Fig. 5は、離脱時の正の揚圧力の平均値 F_{Lo} (F_L の値が正から最初に負になるまでの平均)の頻度分布を示したものであり、図中には、標準偏差 $F'_{Lo} = 0.15$ dyneの正規分布($F_{Lo} > G$ の条件付)も描かれている。 F_{Lo} の詳細な分布型はわからないが、ほぼ正規分布に従っている。Fig. 6は、離脱時正の揚圧力が作用している厚さ Δ の頻度分布を示したもので、 Δ の平均値は粒径の約0.5倍である。また、 $z > \Delta$ での F_L の平均値は -0.0069 dyne、標準偏差は 0.0155 dyneであり、粒子が粒径の0.5倍程度浮上すると、揚圧力は減少し、平均的には0

とおけるものと考えられる。

次に、Fig. 7は、 $z > \Delta$ で $F_L = 0$ として、流体力 F_b の時間変化を求めた一例である。離脱過程において、 $F_L = 0$ となってからも、 F_b の作用で粒子は浮上し、浮遊過程では、大規模なスケールの乱れによる F_b の作用で浮上、沈降を繰り返すことがわかる。

ところで、粒子が河床を離脱する機構として、河床面との衝突による反発力が考えられる。この場合、粒子は初速のみによるサルテーション運動をし、その過程にお

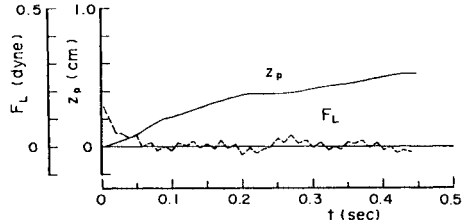


Fig. 4 Variation of lift force along a trajectory of suspended particle.

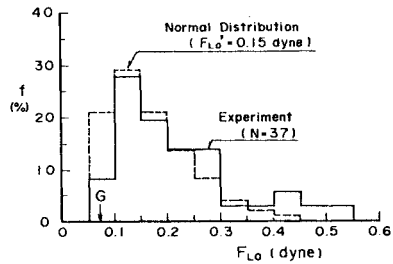


Fig. 5 Frequency histogram of lift force near the bed by ejection.

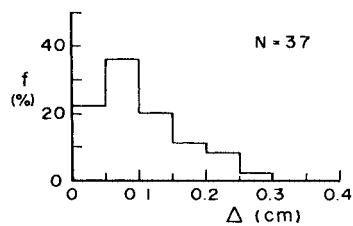


Fig. 6 Frequency histogram of depth within which lift force near the bed is positive when ejection occurs.

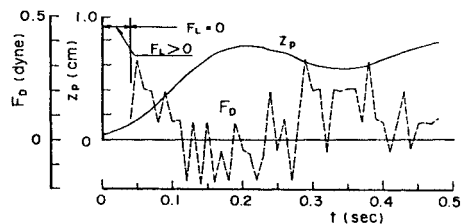


Fig. 7 Variation of drag force along a trajectory of suspended particle.

いて、一部の粒子が浮遊砂に遷移する。したがって、浮遊機構を考えるうえで、反発力による離脱機構およびサルテーションから浮遊への遷移機構を解明する必要がある。しかし、本実験では、このような現象より、むしろ揚圧力による浮遊現象が支配的であったので、粗面上では粒子は衝突反発力によって浮上する頻度は小さいものと考えられる。したがって、粒子に作用する外力として、ここでは、反発力は取り扱わないものとする。

d) 粗面上の粒子の浮遊機構

粗面上の粒子の浮遊機構は、前述したように、離脱過程と浮遊過程に分けられる。それぞれについて、以上の結果をまとめて整理し、浮遊機構をモデル化する。

河床に存在する粒子は、静止、揺動、滑動および転動状態にあるが、河床付近で間欠的に発生する水深規模の上昇流体塊の加速度運動に伴う揚圧力の作用で、河床を離脱する。粒子が半粒径程度浮上すると、この力は減少し0となるが、流体力によって、粒子は流体塊とともに浮上する。この過程が離脱過程であり、上昇流体塊の寿命時間の間継続する。

離脱過程が終了した後、粒子は同様の規模の上昇流体塊や下降流体塊による流体力の作用で、浮上、沈降を繰り返す。この過程が浮遊過程であり、沈降中の粒子に十分大きい流体力が作用しないとき、粒子は河床に沈降し、浮遊運動は終了する。

(3) 滑面上の粒子の浮遊機構

滑面の場合でも、河床付近にエジェクションが発生し、それに伴う揚圧力や流体力の作用で河床粒子は浮上するものと考えられ、基本的には粒子の浮遊機構は粗面の場合と同じである。しかし、この場合、粗面のときと違って、粒子は粘性底層内に存在しており、そこでは乱れや揚圧力が小さいために、浮上しにくい状態となっている。事実、次章の実験結果によると、 $u_* = w_0$ (w_0 : 粒子の沈降速度) が粗面の場合の浮遊限界の目安であるが、微細な粒子で構成された滑面では、 $u_* = w_0$ のとき全く粒子は浮上しない。したがって、滑面上の粒子の浮遊現象を解析するためには、粘性底層内での揚圧力の大きさをどのように評価するかが問題となる。

3. 粒子の浮遊限界

従来、浮遊砂が無視し得ない程度存在し始める状態の限界条件として、粗面では河床付近の鉛直方向の乱れ強度 w'_r が摩擦速度にはほぼ等しいという知見から、次式が与えられている。

$$u_* = w_0 \dots\dots\dots (7)$$

しかし、滑面あるいは遷移領域の場合には、河床付近の乱れの構造が粗面の場合と異なるので、式(7)は適用できないし、混合砂礫を対象とする場合のように、粒子

が礫の間隙中に存在するような条件では、礫の遮蔽効果により、浮遊限界の条件式は式(7)で与えられないことは明らかである。

本章では、浮遊限界に関する一般的な表示法を得るために、細砂やシルトが河床を覆っている場合や粗砂の間隙にそれらが存在する場合の浮遊限界について、詳細な実験より検討するとともに、2. で明らかにした浮遊機構をもとに、理論的な考察を行う。

(1) 実験的検討

a) 実験の概要

実験水路は幅 30 cm、長さ 8 m の可変勾配水路で、上流端から 6 m の位置に、Fig. 8 に示すような流砂採集装置が設置されており、その上流 4 m の区間に粗砂 ($d_r = 3 \text{ mm}$ と 4.8 mm の 2 種類) が貼付されている。実験用砂は $44 \mu \sim 420 \mu$ の粒子を 6 つの階級にふるい分けした A ~ F 砂で、その粒径範囲と平均沈降速度を実験条件とともに Table 1 に示す。

実験は、A ~ F 砂が河床を構成する場合と、A, E 砂が粗砂の間隙に存在する場合の 2 種類である。Exp. A-I ~ F-I は前者の場合に対するもので、粗砂が隠れる程度に A ~ F 砂を敷き、掃流力の変化に伴う粒子の移動状況の変化や掃流砂量および浮遊砂量の変化について

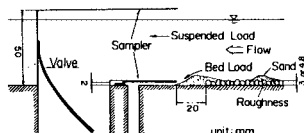


Fig. 8 Sampler for bed load and suspended load.

Table 1 Experimental conditions.

Exp.No.	Sand	d (μ)	w ₀ (cm/s)	Slope	Q (l/s)	u* (cm/s)	u*d/v	u* ² k _s /v	d _r (mm)	Δ _S /d _r (%)
A-I	A	44~74	0.50	1/685	0.20	1.06	0.63	-	3.0	0
					1/695	-2.65	-2.13	-1.26	-	0
B-I	B	88-105	1.02	1/695	0.25	1.09	1.05	-	3.0	0
					1/436	-2.90	-2.29	-2.21	-	0
C-I	C	105-125	1.42	1/685	0.32	1.24	1.43	-	3.0	0
					1/436	-2.61	-2.50	-2.88	-	0
D-I	D	125-149	1.68	1/436	0.20	1.12	1.53	-	3.0	0
					1/436	-2.68	-2.57	-3.52	-	0
E-I	E	149-177	2.15	1/436	0.25	1.21	1.97	-	3.0	0
					1/185	-3.03	-2.69	-4.38	-	0
F-I	F	297-420	4.20	1/185	0.22	1.73	6.23	-	3.0	0
					1/458	-2.40	-3.49	-12.6	-	0
A-II-(1)	A	44~74	0.50	1/458	0.22	1.33	-	93	3.0	37
					1/458	-0.94	-1.90	-133	-	0
A-II-(2)	"	"	"	1/458	0.07	1.02	-	51	3.0	13
					1/458	-0.75	-1.73	-87	-	0
A-II-(3)	"	"	"	1/522	0.16	1.17	-	78	4.8	60
					1/522	-0.43	-1.49	-118	-	0
A-II-(4)	"	"	"	1/522	0.23	1.26	-	75	4.8	47
					1/522	-0.54	-1.55	-103	-	0
A-II-(5)	"	"	"	1/522	0.19	1.14	-	65	4.8	30
					1/522	-0.53	-1.53	-79	-	0
A-II-(6)	"	"	"	1/522	0.25	1.15	-	23	4.8	11
					1/522	-0.48	-1.34	-29	-	0
E-II-(1)	E	149-177	2.15	1/458	0.43	1.56	-	105	3.0	37
					1/458	-1.93	-2.26	-153	-	0
E-II-(2)	"	"	"	1/458	0.40	1.50	-	79	3.0	10
					1/458	-1.01	-1.88	-98	-	0
E-II-(3)	"	"	"	1/522	0.45	1.52	-	102	4.8	59
					1/522	-0.77	-1.73	-125	-	0
E-II-(4)	"	"	"	1/522	0.51	1.52	-	87	4.8	48
					1/522	-0.97	-1.80	-112	-	0
E-II-(5)	"	"	"	1/522	0.60	1.50	-	53	4.8	14
					1/522	-1.38	-1.86	-67	-	0
E-II-(6)	"	"	"	1/522	0.48	1.42	-	29	4.8	7
					1/522	-1.21	-1.76	-41	-	0

調べたものである。Exp. A-II, E-IIは後者の場合に対するもので、粗砂の間隙に、表層の粗砂の上端から Δ_s の深さまで A, E 砂を敷き、掃流力の変化に伴う粒子の移動状況の変化を観察したものである。実験条件からわかるように、Exp. A-I ~ F-I はほぼ滑面の条件であり、Exp. A-II, E-II は遷移領域から粗面の条件である。なお、掃流砂として採集されたのは、河床波として流送された砂であり、その上を流送されたものを浮遊砂として採集した。

b) 実験結果とその考察

全流砂量に対する浮遊砂量の割合 q_s/q_r は掃流力とともに増加するが、この値が0のときを浮遊限界とし、このときの摩擦速度を u_{*s0} とする。また、粗面で浮遊砂が無視し得なくなる限界である式(7)は、本実験では、後述するように $q_s/q_r = 4\%$ 程度の状態に対応している。そこで、 $q_s/q_r = 4\%$ のときの摩擦速度を u_{*st} とする。

Fig. 9 は、シルトや細砂が河床を構成している場合の u_{*s0} , u_{*st} および u_{*c} の実験値を示したものである。図中の u_{*c} の曲線は White, S. J.⁸⁾ や岩垣⁹⁾ の研究成果より求めたもので、 w_0 の曲線は実測値の内挿曲線である。この図より、 $u_{*c} = w_0$ に相当する粒径に近い粒径 $d = 0.015 \text{ cm}$ を境界に、次のことが考察される。 $d > 0.015 \text{ cm}$ では、従来提案されている浮遊限界の条件式 $u_* = w_0$ が $u_* = u_{*st}$ の値に対応しているが、 $d < 0.015 \text{ cm}$ では、 $u_* = w_0$ のとき $u_* < u_{*s0}$ となり、粒子は全く浮上しない。また、 $d > 0.015 \text{ cm}$ では、 $u_{*st} > u_{*s0} > u_{*c}$ で、粒子は静止状態から掃流状態、浮遊状態へ徐々に遷移する。一方、 $d < 0.015 \text{ cm}$ では、 $u_{*c} \approx u_{*s0} \approx u_{*st}$ であり、粒子は静止状態から掃流状態に遷移すると急速に浮遊砂量も多くなる。このことは、 $d > 0.015 \text{ cm}$ の粒子の流送形態には、掃流砂のみの領域が存在し、掃流力が増加するにつれてしだいに浮遊砂の割合が増加するのに対し、 $d < 0.015 \text{ cm}$ では、流砂

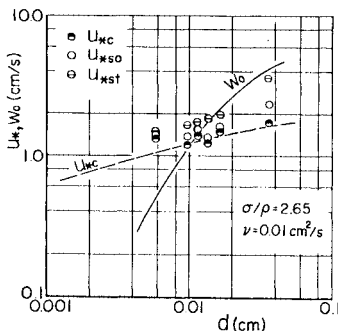


Fig. 9 Critical shear velocity for bed load and suspended load and fall velocity of sand.

の形態は主として浮遊砂であり、前者は bed material load を構成し、後者は wash load となることを意味する。

Fig. 10 は、粒子が粗砂の間隙に存在する場合の u_{*s0} と砂粒レイノズル数 $u_* d_s / \nu$ の関係を、粒子の無次元存在高さ Δ_s/d_r をパラメーターとして示したもので、シルトや細砂が河床を構成している場合、すなわち、 $\Delta_s/d_r = 0\%$ のときの u_{*s0} と $u_* d_s / \nu$ の関係も示している。また、図中には、粒子がころがり始めるときの摩擦速度 u_{*c} の実験値も示している。この図から、粒子の存在高さによって、浮遊限界が異なることが考察される。すなわち、粒子が粗砂の間隙の中の低い位置に存在するとき、粗砂の遮蔽効果によって u_{*s0} は大きい値となるが、存在位置が上がるにつれて遮蔽効果は小さくなり u_{*s0} は減少する。しかし、それにつれて河床条件が粗面から滑面になり、河床付近の乱れが小さくなって、 u_{*s0} は逆に増加する。また、細砂やシルトが河床を構成している場合では、粒子は静止 \rightarrow 掃流 \rightarrow 浮遊と遷移するが、粗砂の間隙に存在する場合は必ずしもそうでなく、静止 \rightarrow 浮遊と遷移する場合が多い。このように、シルトや細砂が粗砂の間隙に存在するような場合では、 u_{*s0} や流送形態の遷移に関しては、粗砂の遮蔽効果と乱れに及ぼす効果の相互作用が影響し、また、それは Δ_s/d_r の値によって変化する。

(2) 理論的検討

a) 一様砂礫の場合

2. の結果より、河床付近で発生する揚圧力によって粒子が河床を離脱すれば、流体力の影響でさらに浮上し浮遊砂となると考えられる。したがって、浮遊条件として次式を与えるのが妥当であろう。

$$F_{l0} > G \dots \dots \dots (8)$$

F_{l0} の確率分布は正確にはわからないが、 $F'_{l0} \sim w_r^2 \sim u_*^2$ より、平均 0、標準偏差 $F'_{l0} = c p u_*^2 d^2$ の正規分布とおけるものとする。ここに、 c : 揚圧力係数である。 $F_{l0} > \alpha F'_{l0}$ となる確率を P_α とすると、式(8)が P_α 以上の確率で満足するための条件は、 $\alpha F'_{l0} \geq G$ である。

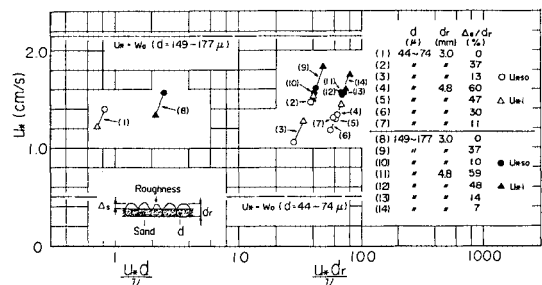


Fig. 10 Threshold condition of particle suspension over the rough bed.

$\alpha=3$ ($P_\alpha=0.14\%$) のときが $u_* = u_{*s0}$ であるとするとき、浮遊限界摩擦速度 u_{*s0} は次式ようになる。

$$\frac{u_{*s0}^2}{(\sigma/\rho-1)gd} = \frac{\pi}{6} \frac{1}{3c} \quad (9)$$

c は砂粒レイノルズ数 $R_* = u_* d / \nu$ の関数となるものと考えられる。しかし、この関係を理論的に解析することは困難であるので、 u_{*s0} の実験値と式 (9) から c の値を推定する。Fig. 11 中の描点はその結果を示したものである。 $R_* > 10$ の領域の u_{*s0} の実験値はないので、この区間の c の値は次のようにして求める。 $R_* > 50$ (粗面) では、 $w_r > w_0$ のとき浮遊砂が無視し得ない程度存在することが一般に認められているので、 $\alpha w_r = w_0$ ($\alpha = 3$) のとき、浮遊砂が発生し始めると考えられる。粗面では $w_r = u_*$ であるので、 $u_{*s0} = w_0/\alpha$ として $R_* > 50$ での c の値が求められる。以上の結果より、 c の内挿曲線が Fig. 11 のように得られる。図中には参考のために Einstein, H. A.¹⁰⁾ の掃流砂量式で用いられている揚力の変動成分の標準偏差から求めた c の値も示している。この図と式 (9) より u_{*s0} が計算でき、これを τ_* と R_* で表示すると Fig. 12 のようになる。

b) 混合砂礫の場合

混合砂礫を対象にする場合、礫の遮蔽効果が浮遊限界を決定するうえで重要である。いま、簡単のために、粒径 d_r の礫の間隙に粒径 d の粒子が、礫の頂部から Δ_s まで敷かれているとする。このとき、礫の間隙の中では乱れが減衰して、乱れ強度は河床付近の値から減少して ku_* となり、 F'_{L0} は次式ようになる。

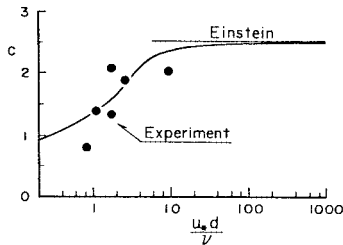


Fig. 11 Coefficient of lift force.

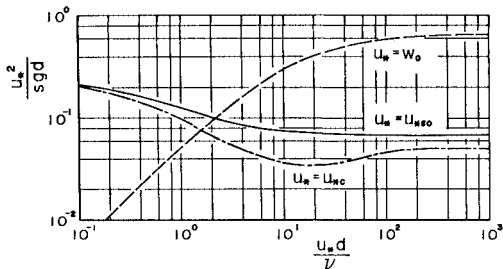


Fig. 12 Threshold condition of suspended load for uniform sediment.

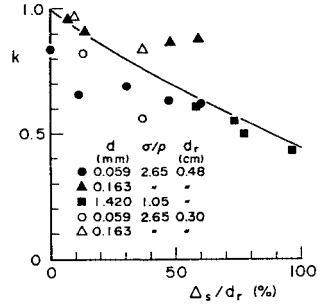


Fig. 13 Coefficient of shelter effect.

$$F'_{L0} = ck^2 \rho u_*^2 d^2 \quad (10)$$

ここに、 k : 遮蔽係数である。したがって、浮遊条件は次式のようになる。

$$\frac{u_{*s0}^2}{(\sigma/\rho-1)gd} = \frac{\pi}{6} \frac{1}{3ck^2} \quad (11)$$

ここに、 c は Fig. 11 において $R_* = u_* \Delta_s / \nu$ に対する値として求められる。また、 k の値は理論的に算定することは困難であるので、Fig. 10 の実験データと式 (11)、Fig. 11 より推定すると Fig. 13 のようになる。したがって、礫の間隙中の粒子の存在高さが与えられると、Fig. 11 と Fig. 13 を使って、式 (11) より u_{*s0} が計算できる。

4. 粗面上の浮遊粒子の運動モデルと運動特性

(1) 浮遊粒子の運動モデルとその定式化

2. で考察したような時間スケールをもつ上昇流や下降流による粗面上の粒子の運動を、次のような仮定のもとにモデル化する (Fig. 14 参照)。

- ① 流れの場は一樣乱流とし、また、粒子の運動として流下方向と鉛直方向を考えることにする。
- ② 粒子は河床付近で発生する揚圧力 F_{L0} の作用を t_* 時間受けて河床を離脱する。離脱後、 F_{L0} の発生に伴って生じる上昇流速 w_{re} による流体力 F_D を $t_e - t_*$ 時間受けてさらに浮上する。ここに、 t_e : 上昇流体塊の継続時間である。以上の過程をステップ1とする。
- ③ ステップ1の終了後、時間ステップを乱れの平均

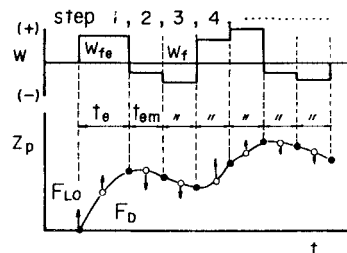


Fig. 14 A model for mechanism of particle suspension.

継続時間 t_{em} ごとに区切る。各ステップでは、鉛直方向の乱れ速度による流体力 F_b の作用で、粒子は上昇・下降する。

④ 河床に戻った粒子は、掃流砂または河床砂となり、その時点で浮遊運動は終了する。

⑤ 流下方向の粒子の移動速度は、粒子が存在する平均高さにおける平均流速で近似する。

以上のようなモデルは、時間ステップを区切って粒子の運動を確率的に解明しようとする点では、Yalin ら¹¹⁾のモデルと同様である。しかし、本モデルでは浮遊粒子のステップングス等の評価に重要である離脱過程の浮上高さを物理的に算定している点や粒子の運動を外力の評価のもとに解析しており、乱れとの追従性も考慮できる点が従来のモデルと異なる点である。

浮遊粒子の鉛直方向の運動方程式 (式 (3)) は、 $t=0$ を F_{L0} が作用し終わった時点とすると、 $t>0$ で $F_L=0$ とおけることを考慮して、次式のように表示される。なお、各変数を ρ, g, d で無次元化したものに $\hat{\cdot}$ を付けて表示する。

$$\frac{d\hat{w}_p}{d\hat{t}} = \frac{6}{\pi} \frac{2}{2s+3} \hat{F}_v - \frac{2s}{2s+3} \dots\dots\dots(12)$$

ここに、 $\hat{w}_p = w_p / \sqrt{gd}$ 、 $\hat{t} = t / \sqrt{d/g}$ 、 $s = \sigma / \rho - 1$ 、 $\hat{F}_v = F_b / \rho g d^3$ である。

抵抗則が Stokes 則に従わないときを考慮して、抵抗則に Rubey の半理論式を適用すると、抵抗係数 C_D は次式のようになる。

$$C_D = 2 + 24 / R_e \dots\dots\dots(13)$$

ここに、 $R_e = |w_r - w_p| d / \nu$ である。ただし R_e が大きくなると式 (4) に x 方向の流速を考慮しないと計算誤差が大きくなることを考慮する必要がある。

式 (12) に式 (4)、(13) を代入すると次式を得る。

$$\frac{d\hat{w}_p}{d\hat{t}} = A |\hat{w}_r - \hat{w}_p| (\hat{w}_r - \hat{w}_p) + B (\hat{w}_r - \hat{w}_p) + C \dots\dots\dots(14)$$

ここに、 $A = 3 / (2s + 3)$ 、 $B = 36 \hat{\nu} / (2s + 3)$ 、 $C = -2s / (2s + 3)$ 、 $\hat{\nu} = \nu / \sqrt{gd^3}$ である。

式 (14) は、各ステップで初期条件と \hat{w}_r の条件を与えると解くことができ、 \hat{w}_p や $\hat{z}_p (= z_p / d)$ の時間変化が求められる。そこで、その一般形を次のように表示する。

$$\hat{w}_p(\hat{t}) = \begin{cases} F_1(\hat{w}_{p0}, \hat{w}_{re}, \hat{t}) & (\text{ステップ1}) \\ F_i(\hat{w}_{p(i-1)}, \hat{w}_r, \hat{t}) & (\text{ステップ2, 3...}) \end{cases} \dots\dots\dots(15)$$

$$\hat{z}_p(\hat{t}) = \begin{cases} G_1(\hat{w}_{p0}, \hat{z}_{p0}, \hat{w}_{re}, \hat{t}) & (\text{ステップ1}) \\ G_i(\hat{w}_{p(i-1)}, \hat{z}_{p(i-1)}, \hat{w}_r, \hat{t}) & (\text{ステップ2, 3...}) \end{cases} \dots\dots\dots(16)$$

ここに、 i : ステップ番号、 G_i, F_i : 括弧内の変数の関

数、 $\hat{w}_{p(i-1)}, \hat{z}_{p(i-1)}$: ステップ i の \hat{w}_p, \hat{z}_p に関する初期条件、 \hat{t} : 各ステップにおける経過時間である。

ステップ1における \hat{z}_p の初期条件は、 \hat{F}_{L0} が作用する厚さ Δ に相当するが、Fig. 6 の結果より $\hat{z}_{p0} = 0.5$ とする。また、 \hat{w}_{p0} は次の力積方程式から計算される。

$$(\pi/6)(s+1) \hat{w}_{p0} = (\hat{F}_{L0} - \hat{G}) \cdot \hat{t}_* \dots\dots\dots(17)$$

ここに、 $\hat{w}_{p0} = w_{p0} / \sqrt{gd}$ 、 $\hat{G} = (\pi/6)s$ 、 $\hat{F}_{L0} = F_{L0} / \rho g d^2$ 、 $\hat{t}_* = t_* / \sqrt{d/g}$ である。 \hat{t}_* は $\hat{z}_{p0} / 0.5 \hat{w}_{p0}$ に等しいものとする、

$$\hat{t}_* = 1 / \hat{w}_{p0} \dots\dots\dots(18)$$

式 (17)、(18) より、 \hat{w}_{p0} は次式となる。

$$\hat{w}_{p0} = \sqrt{\frac{6}{\pi} \frac{1}{s+1} (\hat{F}_{L0} - \hat{G})} \dots\dots\dots(19)$$

ここで、 \hat{F}_{L0} の確率分布 $\hat{f}_{F_{L0}}(\hat{F}_{L0})$ は、次式のような平均0、標準偏差 $\hat{F}'_{L0} = ck^2 \hat{u}_*^2$ の正規分布とおく。

$$\hat{f}_{F_{L0}}(\hat{F}_{L0}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \hat{F}'_{L0}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\hat{F}_{L0}}{\hat{F}'_{L0}} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots(20)$$

式 (19)、(20) より、 \hat{w}_{p0} の確率分布は次式となる。

$$\hat{f}_{w_{p0}}(\hat{w}_{p0}) = \frac{\sqrt{\pi} (s+1)}{3\sqrt{2} \hat{F}'_{L0}} \hat{w}_{p0} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{[(\pi/6)(s+1) \hat{w}_{p0}^2 + \hat{G}]^2}{\hat{F}'_{L0}^2} \right\} / \int_0^\infty \hat{f}_{F_{L0}}(\hat{F}_{L0}) d\hat{F}_{L0} \dots\dots\dots(21)$$

次に、 \hat{w}_{re} は \hat{F}_{L0} と相互に関連し合ったものであり、それらの生起確率が等しいものが対応するものとする。 \hat{w}_{re} は、粗面では平均0、標準偏差 \hat{u}_* の正規分布に従うので、 \hat{w}_{re} は次式のようになる。

$$\hat{w}_{re} = \hat{F}_{L0} / (ck^2 \hat{u}_*) \dots\dots\dots(22)$$

\hat{w}_{re} の作用時間 \hat{t}_{e1} は、 $\hat{t}_e = \hat{T}_{e1}$ とすると次式で与えられる。

$$\hat{t}_{e1} = a \frac{\hat{h}}{\hat{u}_*} \frac{\hat{w}_{re}}{\hat{u}_*} - \frac{1}{\hat{w}_{p0}} \dots\dots\dots(23)$$

ステップ2以降では、式 (14) の初期条件は、前ステップ終了時の \hat{z}_p の確率分布および前ステップ終了時の \hat{w}_p の平均値を用いる。また、 w_r の確率分布は次式のような平均0、標準偏差 \hat{u}_* の正規分布とする。

$$\hat{f}_{w_r}(\hat{w}_r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \hat{u}_*} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\hat{w}_r}{\hat{u}_*} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots(24)$$

w_r の作用時間は、粒子が河床を離脱してから河床に戻るまでの平均存在高さ \hat{z}_{ps} における乱れの平均継続時間 \hat{t}_{em} とする。 \hat{t}_{em} の値は明確ではないが、式 (1)、(2) を誘導した方法が水深全体にわたって適用できるものとし、 z_L を z_{ps} 、 w_{re} を $c_2 \hat{u}_*$ とすれば \hat{t}_{em} は次式となる。

$$\hat{t}_{em} = (c_1 c_3 / c_2) \cdot x \cdot \eta_s \cdot \hat{h} / \hat{u}_* \dots\dots\dots(25)$$

ここに、 $\eta_s = \hat{z}_{ps} / \hat{h}$ であり、厳密には \hat{z}_{ps} は繰り返し計算によって求められる。

以上より、任意の時刻 \hat{T} における粒子の存在高さおよび飛行時間の確率分布 $f(\hat{z}_p, \hat{T})$, $p(\hat{t}_s)$ が解析できる。まず、ステップ1で \hat{z}_{p1} に浮上する粒子の時刻 \hat{T} における \hat{z}_p の確率分布 $h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{p1})$ について検討する。いま、ステップ i 終了時に、 $\hat{z}_p = \hat{z}_{pi}$, $\hat{w}_p = \hat{w}_{pi}$ の粒子が \hat{t} 時間後に存在する高さの確率分布を $\eta(\hat{z}_p, \hat{t}|\hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi})$ とすると、 η は式 (16), (24) より次式のように表示される。

$$\eta(\hat{z}_p, \hat{t}|\hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi}) = \int \hat{w}_f(\hat{w}_f) d\hat{w}_f / dG_{i+1}(\hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi}, \hat{w}_f, \hat{t}) \dots \dots \dots (26)$$

ステップ i 終了時の \hat{z}_p の確率分布 $g_i(\hat{z}_p|\hat{z}_{pi})$ は式 (26) より、次のような漸化式から計算される。

$$g_{i+1}(\hat{z}_{pi+1}|\hat{z}_{pi}) = \int_0^{\hat{h}} g_i(\hat{z}_{pi}|\hat{z}_{pi}) \eta(\hat{z}_{pi+1}, \hat{t}_{em}|\hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi}) d\hat{z}_{pi} \quad (i=2, 3, \dots) \dots \dots (27)$$

ただし、 $g_2(\hat{z}_{p2}|\hat{z}_{p1}) = \eta(\hat{z}_{p2}, \hat{t}_{em}|\hat{w}_{p1}, \hat{z}_{p1})$ であり、 \hat{w}_{pi} は次式で計算される。

$$\hat{w}_{pi} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{w}_p f_{w_p}(\hat{w}_p) \frac{d\hat{w}_f}{dF_i(\hat{w}_{pi-1}, \hat{w}_f, \hat{t}_{em})} d\hat{w}_p \dots \dots \dots (28)$$

時刻 \hat{T} に粒子がステップ n の運動過程にあるとすれば、 $h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{pn})$ は次式となる。

$$h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{pn}) = \begin{cases} \int_0^{\hat{h}} g_{n-1}(\hat{z}_{pn-1}|\hat{z}_{pn}) \eta(\hat{z}_p, \Delta\hat{t}|\hat{w}_{pn-1}, \hat{z}_{pn-1}) d\hat{z}_{pn-1} & (n > 1) \\ \delta(\hat{z} - \hat{z}_p(\hat{T})) & (n=1) \end{cases} \dots \dots \dots (29)$$

ここに、 δ : デイラックのデルタ関数、 $\hat{z}_p(\hat{T})$ は $\hat{z}_p(\hat{t}_e) = \hat{z}_{pn}$ となるとき関数 G_1 , $\Delta\hat{t}$: 時刻 \hat{T} とステップ $n-1$ の終了時刻との差である。

ついで、ステップ1の浮上高さ \hat{z}_{p1} の確率分布 $\xi(\hat{z}_{p1})$ は、式 (16) と \hat{w}_{re} の確率分布 $\hat{f}_{w_{re}}(\hat{w}_{re})$ から次式のようになる。

$$\xi(\hat{z}_{p1}) = \hat{f}_{w_{re}}(\hat{w}_{re}) d\hat{w}_{re} / dG_1(\hat{w}_{p0}, \hat{z}_{p0}, \hat{w}_{re}, \hat{t}_e) \dots \dots \dots (30)$$

したがって、これらの関係式より、 $f(\hat{z}_p, \hat{T})$ および $p(\hat{t}_s)$ は次式のように導かれる。

$$f(\hat{z}_p, \hat{T}) = \int_0^{\hat{h}} h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{p1}) \xi(\hat{z}_{p1}) d\hat{z}_{p1} \dots \dots \dots (31)$$

$$p(\hat{t}_s) = \int_0^{\hat{h}} \frac{df(\hat{z}_p, \hat{T})}{d\hat{t}_s} d\hat{z}_p \dots \dots \dots (32)$$

また、時刻0から \hat{T} までの粒子の平均移動速度 $\hat{u}_p(\hat{T})$ は、粒子の通ってきた平均存在高さ \hat{z}_{pm} における平均流速に等しいものとする。流速分布に対数則を適用すると、 $\hat{u}_p(\hat{T})$ は次式のようになる。

$$\hat{u}_p(\hat{T}) / \hat{u}_* = 8.5 + 5.75 \log(\hat{z}_{pm} / \hat{k}_s) \dots \dots \dots (33)$$

ここに、 $\hat{k}_s = k_s/d$ で、 k_s : 相当粗度高である。 \hat{z}_{pm} は、時刻 \hat{T} における粒子の平均存在高さを \hat{z}_{pm0} とし、時刻 \hat{T} に浮遊状態にある粒子が、平均的に $\hat{z}_0 = \hat{z}_{pm0} + \hat{w}_0 \hat{T}$ の位置から沈降してくるものとすれば、次式で表わされる。

$$\hat{z}_{pm} = (\hat{z}_{pm0} + \hat{z}_0) / 2 \dots \dots \dots (34)$$

\hat{z}_{pm0} は式 (31) より次式で計算される。

$$\hat{z}_{pm0} = \int_0^{\hat{h}} \hat{z}_p f(\hat{z}_p, \hat{T}) d\hat{z}_p / \int_0^{\hat{h}} f(\hat{z}_p, \hat{T}) d\hat{z}_p \dots \dots \dots (35)$$

粒子の飛行距離は以上より、 $\hat{X}_p = \hat{u}_p(\hat{T}) \cdot \hat{T}$ で計算され、 \hat{X}_p の確率分布は次式で表示される。

$$\hat{f}_{X_p}(\hat{X}_p) = p(\hat{T}) \frac{d\hat{T}}{d\hat{X}_p} \dots \dots \dots (36)$$

(2) 浮遊粒子の運動特性

まず、以上のモデルの妥当性について検証する。Fig. 15 は、 $f(\hat{z}_p, \hat{T})$ および $p(\hat{t}_s)$ の実験値と理論値を比較したものである。実験値は2. で述べた実験より得られたポリスチレン粒子の軌跡を、ビデオ解析して求めたものである。この図から、両者はほぼ一致していることがわかる。Fig. 16 は、浮遊砂の飛行距離の超過確率の実験値と理論値を示したものである。これについても、理論と実験の適合性は良好である。ただし、Fig. 15 の実験結果より、 $\eta_s = 0.17$ とし、これより、 $\hat{t}_{em} \hat{u}_* / \hat{h}$

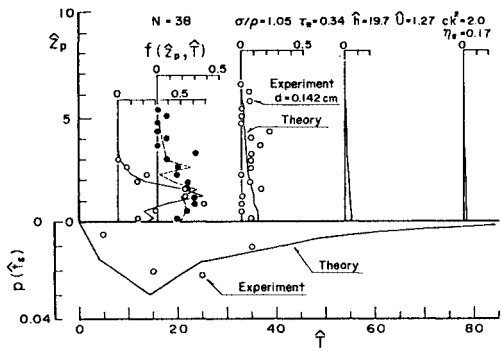


Fig. 15 The process of vertical dispersion of suspended particle and the p. d. f. of duration of suspension.

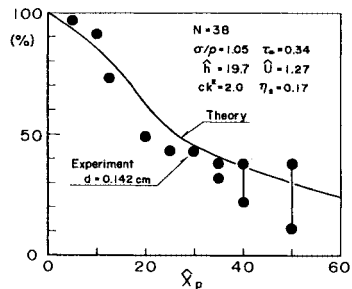


Fig. 16 Excess probability of step length of suspended particle.

$=0.05$ とおいた。以上より、本理論は鉛直方向および流下方向の粒子の分散過程の解析に、十分適用できるものと考えられる。

5. 結 語

粒子の浮遊機構について、河床付近の流れの特性と関連付けて明らかにした。また、これをモデル化し、浮遊限界や浮遊砂の運動特性について理論的に検討し、その妥当性を実験値から検証した。得られた主要な結果を列挙して結語とする。

(1) 粗面河床上の粒子は、間欠的に発生する上昇流体塊の加速度運動による揚圧力 F_{L0} の作用で河床を離脱し、この上昇流による流体力 F_D の作用でさらに浮上する。浮上後は、上昇流体塊や下降流体塊による F_D の作用で浮上、沈降を繰り返す。

(2) 上昇流体塊の流速とその継続時間との関係が実験的に調べられ、その一般的な関係式を提案した。

(3) 微細粒子が河床を構成する場合と、礫の間隙に存在する場合について、浮遊限界を明らかにした。前者の場合、浮遊限界摩擦速度 u_{*so} は、 $d < 0.015$ cm に対しては $u_{*so} \doteq u_{*c}$ となり、 $d > 0.015$ cm では $w_0 > u_{*so} > u_{*c}$ で粒径が大きくなるにつれて、 u_{*so} と u_{*c} の開きが大きくなる。また、従来提案されている $u_* = w_0$ という条件は、 $d > 0.015$ cm に対して、浮遊砂が無視し得なくなる条件に対応する。一方、後者の場合、礫の間隙中の粒子の存在位置によって、遮蔽効果が異なり、 u_{*so} が変化する。

(4) 運動方程式と乱れに関する知見を使って、粒子の鉛直方向の分散過程や飛行距離を算定するモデルを検討した。このモデルの妥当性は実験値から検証された。

参 考 文 献

- 1) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J. F. M., Vol. 77, pp. 531~560, 1976.
- 2) Sumer, B. M. and Deigaard, R. : Experimental investigation of motions of suspended heavy particles and the bursting process, Tech. Univ. of Denmark, Series paper, No. 23, 1979.
- 3) Gyr, A. : Towards a better definition of the three types of sediment transport, J. Hydro. Research, Vol. 21, No. 1, pp. 1~15, 1983.
- 4) Grass, A. J. : Structural feature of turbulent flow over smooth and rough boundaries, J. F. M., Vol. 50, pp. 233~255, 1971.
- 5) 中川博次・禰津家久：せん断乱流の bursting 現象とその物理モデル，第 22 回水理講演会論文集，pp. 29~36, 1978.
- 6) 浅野富夫：開水路流れにおける乱れの時空間構造に関する研究，京都大学学位論文，pp. 153~154, 昭和 55 年.
- 7) Hinze, J. O. : Turbulence, McGraw-Hill, pp. 353~354, 1959.
- 8) White, S. J. : Plane bed thresholds of fine grained sediments, Nature, Vol. 228, 1970.
- 9) 岩垣雄一：限界掃流力に関する基礎的研究，(I) 限界掃流力の流体力学的研究，土木学会論文集，第 41 号，pp. 1~20, 1956.
- 10) Einstein, H. A. : The bed load function for sediment transportation in open channel flow, USDA, Soil Conservation Service, Tech. Bull., No. 1026, pp. 1~71, 1950.
- 11) Yalin, M. S. and Krishnappan, B. M. : A probabilistic method for determining the distribution of suspended solids in open channels, I. A. H. R., International symposium on river mechanics, A52-1~A52-12, 1973.

(1985. 11. 5・受付)