

有限な水深での直投粒子群の落下挙動と 底面粒子の舞い上がりが濁りの拡がりへ与える影響

THE MOTION OF PARTICLE CLOUDS IN A FINITE WATER DEPTH AND THE EFFECTS
OF RESUSPENSION OF PARTICLES ON THE SPREADING OF TURBIDITY

秋山壽一郎¹・斎賀 仁²・飯田英明²・岡本圭祐³

Juichiro AKIYAMA, Hitoshi SAIGA, Hideaki IIDA, and Keisuke OKAMOTO

1正会員 Ph.D. 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (〒804-8550北九州市戸畑区仙水町1-1)

2学生員 九州工業大学大学院 工学研究科博士前期課程 (同上)

3九州工業大学 工学部建設社会工学科 (同上)

The falling motion of particle clouds, produced by direct dumping of particles from water surface, into a finite water depth as well as the motion of horizontally propagating particle clouds, subsequently formed after impinging of the falling particle cloud on the bottom, along the boundary, are investigated experimentally. The study shows from the particle thermal theory and the present experimental results that the falling motion of the clouds is significantly affected by the depth of ambient water, and that the spreading distance of the horizontally propagating particle cloud become larger as the ambient water depth increases. It results in the sediments, carried by the cloud, deposit in wider area. The effects of resuspension of particles, due to impingement of the falling cloud, is also quantified in terms of the velocity, maximum width and time scale to govern resuspension process.

Key Words: water quality, turbidity, particle thermal, thermal theory

1. はじめに

人工島や港湾外郭施設の建設などを目的とした土砂直投工や廃土の水域への投棄では、水面付近から多量の土砂が投下される。例えば、土砂直投工では、20m以下の比較的浅い水域に数千 m^3 もの土砂が投下される。このような水域への土砂投下では、投下点付近での落下土砂の拡がりのみならず、その底面衝突によって誘起された濁水流の拡がりのため、大規模な水質汚濁の発生¹⁾や施工上の問題²⁾が生じる。このため、そこでの粒子群の挙動や濁りの拡がりの特性を明らかにすることは、水質汚濁対策を目的として敷設されるシルトフェンスの効果的な設置法や直投工の施工効率を検討する上で重要である。

底面に沿う濁りの拡がり、落下粒子群の流動・拡散状況や底面の状態と深く関わっており、落下粒子群の落下特性は、投下条件のみならず、水域水深の影響を強く受ける^{3,4)}。水深が十分に大きい水域に多量の土砂が投下されと、一般に落下粒子群の挙動は、**acceleration phase**から、粒子群として流動する粒子サーマル的な落下形態である**thermal phase**を経て、個々の粒子の自由沈降的な

落下形態である**swarm phase**へと遷移する。落下粒子群の流動・拡散プロセスを解明・予測する手段としては、数値解析^{5~12)}、確率統計的な方法あるいはそれを部分的に組込んだ方法^{13,14)}、乱流サーマル理論^{15~22)}などがある。数値解析は粒子群の落下挙動のみならず、底面衝突後の挙動までを一貫して解析できるなど、複雑な状況に対処できることが大きな利点であるが、落下粒子群は高濃度の固-液混相乱流現象であるため、取り扱える粒子粒径、濃度およびボリュームに関する強い制約があり、最新のCFD技術をもってしても適用上の限界がある。確率統計的な手法は、物理的な根拠には乏しいが、**swarm phase**の粒子の分散プロセスを取扱う手段として、捨石マウンドの施工効率の検討などに用いられている。乱流サーマル理論は、理論的にも明解で簡便であり、実験的な知見と組み合わせることで、**thermal phase**での落下粒子群の挙動を満足できる精度で予測することが可能である。

静水中にはば一様な粒径粒子を直投したときに生じる落下粒子群の挙動は、投下条件(単位奥行き当たりの初期総有効重力 $W_0(=c_0sgA_0)$ 、単位奥行き当たりの初期体積 A_0 、粒子粒径 d 、粒子の水中比重 s)および水域の条件(水域の水の密度 ρ_w および粘性 μ 、水域水深 h)に支配され

る。ここに、 g は重力加速度、 c_0 は濁水の初期体積濃度($0 \leq c_0 \leq 1$)である。ただし、左右対称な現象であるので、 W_0 は総投下量の半分で定義している。

水深が十分に大きい水域では、thermal phaseからswarm phaseへの遷移水深 z_T について、Noh & Fernando¹⁷⁾、Luketina & Wilkinson²⁰⁾、Buhler & Papantoniou²²⁾など、多くの研究者によって検討がなされており、Noh & Fernando¹⁷⁾は、 R_p =一定の条件下で、 $z_T V_f \propto (W_0/V_f)^{0.3}$ なる関係を提案している。ここに、 R_p =粒子Reynolds数($=dV_f/\nu$)、 ν =流体の動粘性係数および V_f =個々の粒子の沈降速度である。Luketina & Wilkinson²⁰⁾とBuhler & Papantoniou²²⁾は、 $z_T \propto W_0^{1/2}/V_f$ なる関係を提案している。秋山ら⁴⁾は、粒子サーマル理論と広範囲な投下条件下での実験結果より、次のようなことを明らかにしている。

①投下条件(A_0 、 W_0)で無次元化した粒子サーマルの無次元最大拡がり半幅 H^* ($=H/z_0$)、無次元平均有効重力 B^* ($=B/B_0$)および無次元落下速度 V^* ($=V/V_0$)と z^* =無次元落下距離($=z/z_0$)との間には、式(1)の関係が成立する。

$$H^* = K_{1p} z^* \quad ; \quad B^* = K_{2p} z^{*-2} \quad ; \quad V^* = K_{3p} z^{*-1/2} \quad (1)$$

ここに、 V_0 =サーマルの代表速度スケール($=c_0 g W_0^{1/4}$)、 $z_0 = A_0^{1/2}$ 、 K_{1p} =thermal phaseにおける落下粒子群の係数であり、 K_{1p} と K_{3p} は $R_{pT} \leq 12.0$ 、 $R_p = 0.06 \sim 6.0$ の広い範囲で、それぞれ約0.55と約0.90の一定値、 K_{2p} は $R_{pT} > 12.0$ で約1.6、 $R_{pT} \leq 12.0$ で約1.9である。なお、添字0は投下条件であることを示している。

②thermal phaseからswarm phaseへの無次元遷移水深 z_T^* は、式(2)で与えられる。

$$z_T^* = \left(\frac{1}{18} \right)^{-2/3} \alpha^{-2} K_{3p}^2 \phi R_p^{-4/3} \quad \text{for } R_p \leq 12 \quad (2)$$

$$z_T^* = \left(\frac{2}{3} \right)^{-2/3} \alpha^{-2} K_{3p}^2 \phi R_p^{-2/3} \quad \text{for } R_p > 12$$

ここで、 ϕ は投下条件に基づく無次元パラメータで、 $\phi = (sgv)^{2/3} (W_0^2/A_0)^{1/2}$ で定義される。このように、 z_T は W_0 と V_f に強く規定される。

一方、水域水深が有限な場合には、投下条件と水域水深との相対的な関係で、落下粒子群はacceleration phase、thermal phaseあるいはswarm phaseのいずれの落下形態でも、底面へ衝突あるいは着底する可能性がある。例えば、捨石では落下粒子群はswarm phaseで底面へ着底し、直投土砂ではthermal phaseで底面に衝突すると考えられる。後者では底面の存在によりサーマルの循環運動が弱められ、底面に衝突する以前に式(1)のthermal phaseの特性か

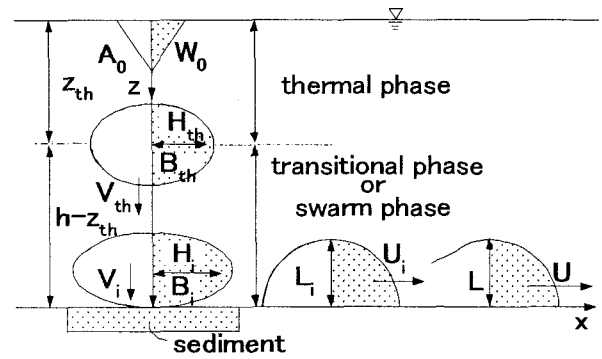


図-1 落下粒子群と底面衝突後の粒子群の挙動

らずれを生じる。しかし、どの落下水深でずれを生じるのかは全くわかっていない。

本研究は、このような背景を踏まえ、前報⁹⁾を更に発展させたものである。落下粒子群は底面へ衝突/着底するときの落下形態が水域水深や底面の状態に強く規定されていることを踏まえ、thermal phaseの特性からずれを生じる点での水深と落下速度、底面に粒子が存在する場合とそうでない場合での直投粒子群による粒子の巻き上げ量、そのような底面の状態での底面衝突後に水平流動する濁水流の挙動と粒子の堆積特性の違いなどについて調べた。なお、底開バージによる土砂の直投に伴う土砂の流動・拡散・堆積現象は、3次元的な現象であるが、船幅に対するバージ船の船長は5倍程度である。このような理由で船長方向に一樣な2次元現象として近似的に取扱っている。

2.実験

実験装置は、長さ7.5m、深さ1.0m、幅0.2mの両面アクリル製の水槽に流入装置を取り付けたものであり、水槽に貯留された水深hの静水中に比重 $\sigma=2.45$ ではば一樣な粒径のガラスビーズを単位奥行き当たりの初期総有効重力 W_0 で直投し、2次元落下粒子群を発生させた。ただし、先述したように、 W_0 は総投下量の半分で定義している。

実験は、①水域水深を一定に保ち、投下粒子の粒径を様々に変化させたCASE A、②投下粒子の粒径を2通りに変化させ、それぞれの粒径について5通りの水深に変化させたCASE Bの2通りを行った。なお、CASE Aでは底面は固定床であるが、CASE Bでは図-1に示すように、投下点直下の底面にある幅で凹部を設け、そこに粒子を平らに充填した場合(以下では、これを「敷砂」と略称する)、および凹部を設けない固定床について実験を行った。敷砂があるケースは、粒子の巻き上げの影響を調べることを目的としている。ただし、後述する解析上の都合から、凹部を設けた場合でも敷砂のある区間を除き、底面は固定床となっている。敷砂に用いた粒子は投下粒子と同一のものである。また、凹部の幅は、CASE Aでの底面着底時の粒子群の最大拡がり幅に基づき、水

表-1 CASE Aの実験条件

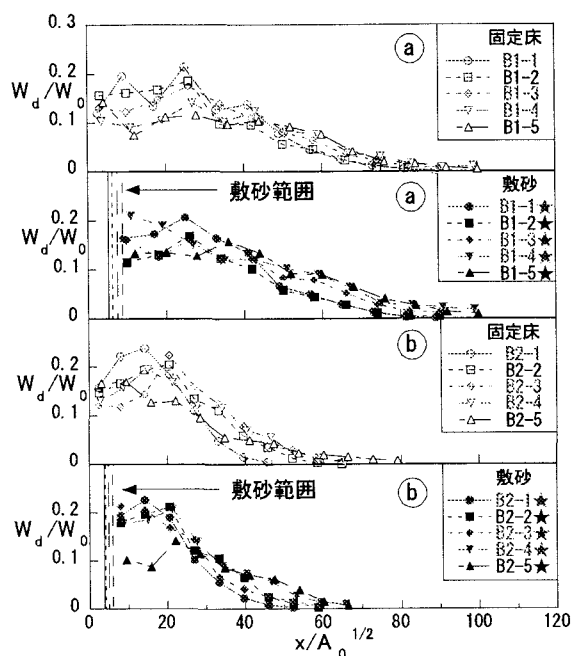
CASE A	d (cm)	h (cm)	s	ϵ	A_0 (cm ²)	W_0 (cm ³ /s ²)
A1-1	0.0044	50	1.48	0.236	12.5	2900
0.238				20.9	4900	
0.29				24	6860	
A1-2		90	1.48	0.237	12.5	2900
0.239				20.9	4900	
0.292				24	6860	
A2-2	1.48		0.241	37.7	8900	
			0.128	23.1	2900	
			0.217	23.1	4900	
A3-2	1.48	0.186	37.7	6860		
		0.241	37.7	8900		
		0.128	23.1	2900		
		0.217	23.1	4900		
A4-2	1.53	0.186	37.7	6860		
		0.241	37.7	8900		
		0.128	23.1	2900		
A5-2	1.53	0.217	23.1	4900		
		0.186	37.7	6860		
		0.241	37.7	8900		
A6-2	1.54	0.2	25	4900		
		0.235	25	6860		
		0.28	25	9000		
A7-2	1.54	0.367	25	9000		
		0.408	25	10000		
		0.469	25	11500		
		0.409	25	10000		
A8-2	1.54	0.469	25	11500		
		0.531	25	13000		
		0.204	25	5000		
A9-2	1.57	0.408	25	10000		
		0.437	35	15000		
		0.286	25	7000		
				0.374	30	11000
				0.437	35	15000

表-2 CASE Bの実験条件

CASE B	敷砂	d (cm)	h (cm)	s	ϵ	A_0 (cm ²)	W_0 (cm ³ /s ²)
B1-1	あり	0.0044	50	1.47	0.280	25	6860
B1-2			60				
B1-3			70				
B1-4			80				
B1-5			90				
B1-1★	なし	0.0088	50	1.47	0.255	40	10000
B1-2★			60				
B1-3★			70				
B1-4★			80				
B1-5★			90				
B2-1			50				
B2-2			60				
B2-3			70				
B2-4			80				
B2-5			90				
B2-1★			50				
B2-2★			60				
B2-3★			70				
B2-4★			80				
B2-5★			90				

域水深に応じて、50cm～80cmの間で変化させた。

CASE AとCASE Bの実験条件をそれぞれ表-1と表-2に示す。表中の実験番号において、1番目の数字は粒子粒径を、2番目の数字は水域水深の違いを示している。また、CASE Bでは敷砂がある場合についてのみ★を付け

図-2 堆積粒子量 W_d の分布 (a): $R_p=0.06$, (b): $R_p=0.53$)

て区別している。

計測・解析方法としては、CASE Aでは、粒子群の落下状況から着底までの流動状況をCCDカメラで撮影し、デジタルVTRに収録された画像をコンピュータ解析することで、落下粒子群の形状と落下速度 V を求めた。その際、同一条件下で繰り返し実験を行い、落下粒子群がほぼ左右対称に分離したと認められたデータを3セット得た。ただし、見かけ上はほぼ左右対称であっても必ずしも、全投下量 $2W_0$ が左右均等に分離されるわけではないので、繰り返し実験の中から、落下粒子群の中心軸から左側の堆積量が W_0 の90%～110%の範囲のものをデータとして採用した。一方、CASE Bでは、粒子群の落下挙動についてはCASE Aと同様であるが、底面衝突を経て水平流動する粒子群の流動状況についても計測・解析し、先端移動速度 U と最大高さ L を求めた。また、底面に堆積した粒子を0.4m間隔で丁寧に採集し、その乾燥重量より堆積粒子量の分布形状を求めた。敷砂がある場合では、落下粒子群の底面衝突時に凹部の粒子も同時に舞い上がり、投下粒子群と一体となって水平流動していくので、堆積量から投下粒子と巻き上げられた粒子とを判別することはできない。そこで、同一の投下条件と水域水深の下で、固定床と敷砂がある場合の堆積量を求め、両者を比較することで、巻き上げ粒子量を算定した。

3.実験結果及び考察

図-2は、粒子堆積量 W_d の分布を示したものであり、無次元粒子堆積量 W_d/W_0 と無次元距離 $x/A_0^{1/2}$ の関係として表示してある。なお、図中のプロットは同一条件下での3つのデータの平均である。これより次のことが見て取

れる。

・敷砂がある場合と固定床のいずれも、粒子粒径 $d=0.0088\text{cm}(R_p=0.53)$ と $0.0044\text{cm}(R_p=0.06)$ のいずれも、底面衝突時の粒子群のスケールよりも遙か遠方まで堆積粒子は広がる。この広がり程度は無次元水深 $h/A_0^{1/2}$ の増加とともに大きくなる。

・堆積形状は投下点から離れると相似的であるが、直下付近では $h/A_0^{1/2}$ で複雑に変化する。また、敷砂がある場合と固定床で、投下点直下近くでの堆積形状に違いが生じる場合があり、固定床で投下点からやや離れた地点で最大堆積量となるパターンとその逆のパターンとがある。

・ $R_p=0.53$ では、いずれの $h/A_0^{1/2}$ においても、敷砂がある場合と固定床で堆積形状の違いは少なく、堆積量の増加はほとんど認められない。

・ $R_p=0.06$ では、 $h/A_0^{1/2}$ が14以下では、敷砂がある場合と固定床で堆積形状の違いは少ないが、それ以上では堆積量の増加が認められる。

このように、同じ投下量と同じ粒径粒子であっても、堆積形状や堆積量は水域水深の影響を強く受ける。

以上のような粒子の堆積特性は、粒子群の落下挙動および底面衝突後の粒子群の挙動に深く関係している^{3,4)}。また、これらの粒子群の挙動は、図-2で見たように投下条件のみならず、水域水深の影響を強く受ける。そこで、以下では粒子サーマル理論に基づき^{4,21)}、底面衝突後の粒子群の挙動を規定する条件について検討を加える。

水域水深より遙かに深いところまで thermal phase が維持されるような投下条件であっても、水深が有限な場合には粒子サーマルは底面に衝突する以前に、thermal phase の特性からのずれを生じる。これは底面の存在のため、サーマルの循環運動が弱められるためである。図-3に一例を示すように、 V/V_f は底面に到着する前に、 $V/V_f \propto z^{*1/2}$ のラインからはずれ、急激に減速していく。いま、図-3で thermal phase の関係から外れ始めるところでの無次元水深 z^* を z_{th}^* とし、そこでの速度比 V/V_f を V_{th}/V_f とする。

図-4は、 z_{th}^*/h^* と R_p との関係について調べたものである。ここで、 $h^*=$ 無次元水域水深 ($=h/A_0^{1/2}$) である。なお、CASE A では初期総有効重力 W_0 は様々に変えられており、CASE B では水域水深 h が5通りに変えられている。これより、 z_{th}^*/h^* は幅広い W_0 と R_p および h にわたって、 $z_{th}^*/h^* \approx 0.6$ の一定値を取ることがわかる。一方、 z_{th} での粒子群の落下速度を V_{th} とすると、図-5から明らかなように、 V_{th}/V_f は W_0 と h には依存しないが、 R_p には強く依存し、 $R_p \leq 12$ で $V_{th}/V_f \sim R_p^{-2/3}$ 、 $R_p > 12$ で $V_{th}/V_f \sim R_p^{-1/3}$ の関係があることがわかる。また、 z_{th}^*/z_T^* には図-6のような関係があり、 R_p が大きくなるにつれて、 $z_{th}^*/z_T^* \rightarrow 1.0$ となる。これは、個々の粒子の沈降速度が、 R_p の小さい領域では $V_f \equiv \text{sgd}^2/18\nu$ 、 R_p が大きい領域では $V_f \equiv (2\text{sgd}/3)^{1/2}$ のような関係があり、 z_T^* には式(2)が成立するためである。

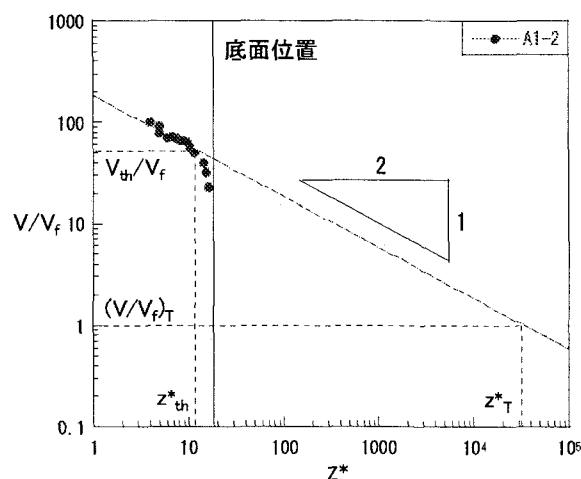


図-3 有限な水深での V/V_f の挙動と V_{th}/V_f の定義

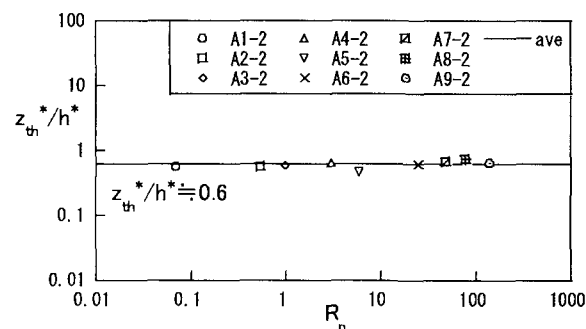


図-4 z_{th}^*/h^* と R_p との関係

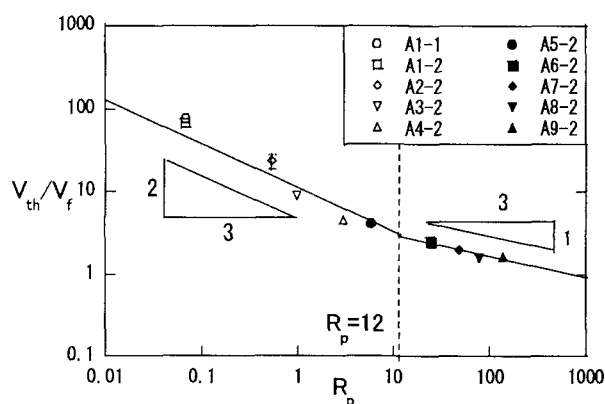


図-5 V_{th}/V_f と R_p との関係

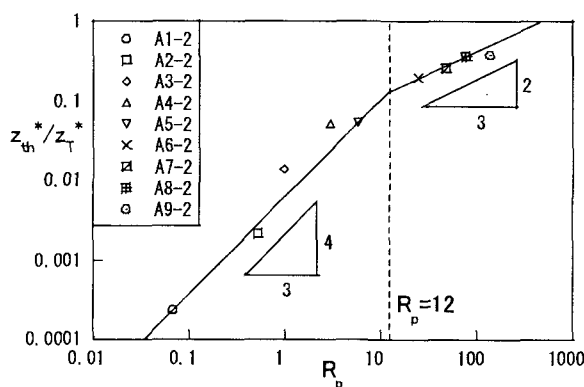


図-6 z_{th}^*/z_T^* と R_p との関係

落下粒子群の衝突による敷砂の巻き上げ率 β について検討を加える。 β を式(3)のように定義する。

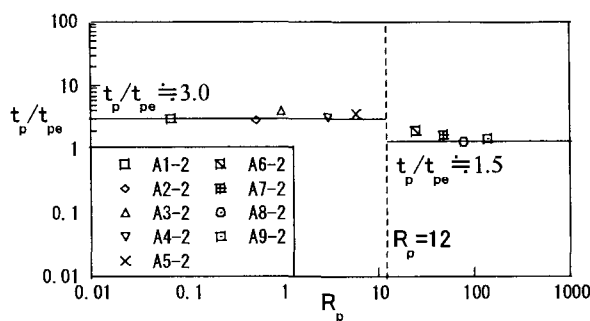


図-7 t_p/t_{pe} と R_p との関係

$$\beta = \frac{P}{H_{th} t_p V_{th}} \quad (3)$$

ここに、 P =巻き上げ量、 $H_{th}=z_{th}$ での粒子群の最大拡がり半幅、 $t_p=z_{th}$ から底面まで距離 $(h-z_{th})$ を落下速度 V_{th} で落下するのに要する時間 $(=(h-z_{th})/V_{th})$ である。上述したように、 z_{th}/h^* は約0.6の一定値を取る。また、 H_{th} と V_{th} は、 z_{th}/h^* が与えられれば、式(1)で予測できる。なお、 P は図-2に示した粒子堆積量の分布で、敷砂がある場合の全堆積量から固定床のそれを差引くことで推定した。

t_p は、底面衝突直前から衝突後に粒子の舞上がり最大となり、濁水塊としてスランピングを開始する直前までに要する時間 t_{pe} と密接な関係があると推察される。そこで、 t_p と画像解析から求めた t_{pe} との比 t_p/t_{pe} について検討した結果が、図-7である。図から明らかなように、 $R_p=8\sim20$ の間で傾向の違いが認められる。これは、先述したように、 $R_p=12$ を境にして V_f が変化し、 t_{pe} に影響を与えるためであると考えられる。図から、幅広い W_0 と R_p および h にわたって、 $R_p \leq 12$ で $t_p/t_{pe} \approx 3.0$ 、 $R_p > 12$ で $t_p/t_{pe} \approx 1.5$ のように、 t_p と t_{pe} の間には一定の関係が成立しており、巻き上げに要する時間スケールとして、 t_p を用いることは妥当であると考えられる。

図-8は、CASE Bの投下条件における $R_p=0.53$ と0.06での砂の巻き上げ率 β と無次元水深 $h/A_0^{1/2}$ との関係について調べたものである。 $R_p=0.53$ では $\beta=0$ のまわりにデータが散らばっており、 β と $h/A_0^{1/2}$ の間には相関は認められない。しかし、 $R_p=0.06$ では β は $h/A_0^{1/2}$ に対して増加する傾向が見て取れる。各 R_p に対して投下条件が一定での結果であるため、いまのところ β を定量的に評価できるデータ数とはなっていないが、 β が決まれば、上述した方法で P を算定することができる。これについては、今後の課題である。

図-9と図-10は、それぞれ底面衝突後の粒子群の水平移動速度 U と V_{th} との比 U/V_{th} と粒子群の最大高さ L と H_{th} の比 L/H_{th} の流下方向の変化を示したものである。両図より、水域水深が大きい方が次のような特性があることがわかる。① U/V_{th} は流下方向全域にわたって小さい。② U/V_{th} は投下直下点から離れるにつれて減衰率は小さい。③

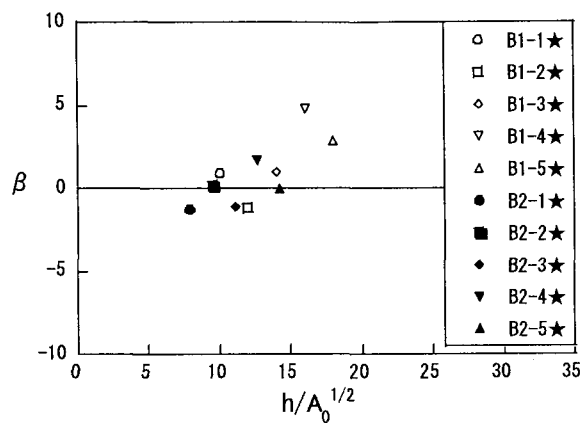


図-8 β と $h/A_0^{1/2}$ との関係

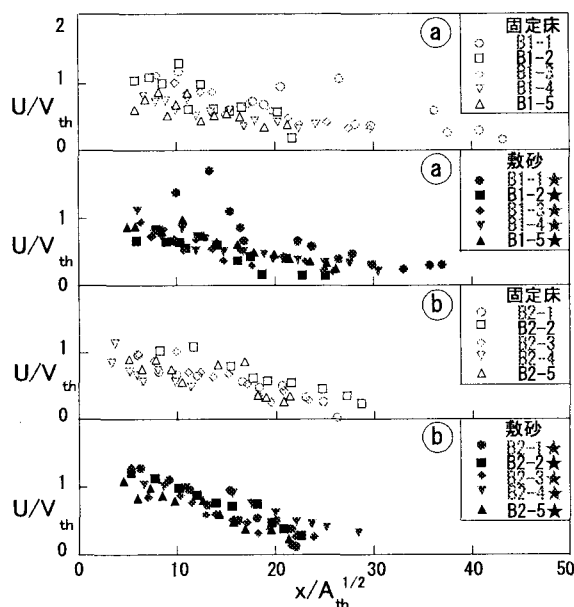


図-9 U/V_{th} と $x/A_{th}^{1/2}$ との関係 (a): $R_p=0.06$, (b): $R_p=0.53$)

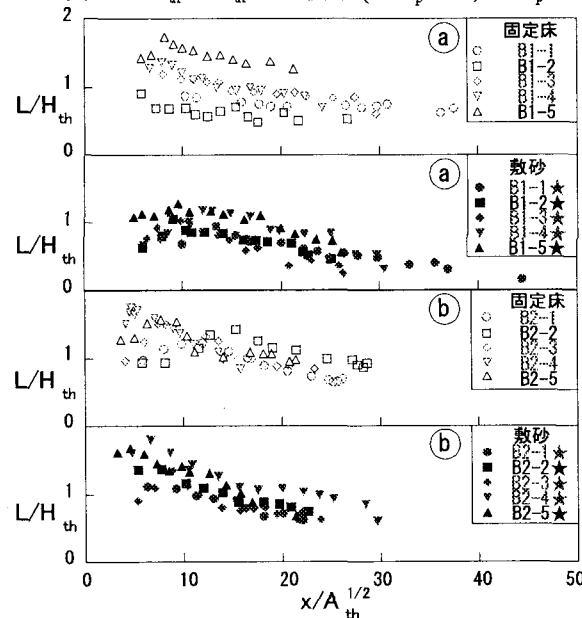


図-10 L/H_{th} と $x/A_{th}^{1/2}$ との関係 (a): $R_p=0.06$, (b): $R_p=0.53$)

L/H_{th} は巻き上げが認められる $R_p=0.06$ の $h^*=16(h=80\text{cm})$ 、 $h^*=18(h=90\text{cm})$ で全体的に大きい、固定床より小さい。絶対値は紙面の関係でここには示していないが、以上の

傾向は同様である。これらより、敷砂がある方が U/V_{th} と L/H_{th} のいずれも小さいことがわかる。また、水深が大きいと、 U/V_{th} は小さくなるが、 L/H_{th} は大きくなることから、巻き上げられた粒子は投下粒子群と一体となって、より高く舞い上がるため、重力密度流としてのスランピング運動が強くなり、より遠方へ運ばれることがわかる。

4. 結論

有限な水域水深における直投粒子群の落下挙動、その衝突による砂の巻き上げが底面衝突後の濁りの拡がりについて及ぼす影響などについて検討を加えた。その結果、以下のような基礎的な知見を得た。

(1) 堆積粒子は、底面衝突時の粒子群のスケールよりも遙か遠方まで拡がる。この拡がりの程度は、同じ投下量と同じ粒径粒子であっても、堆積形状や堆積量は水域水深の影響を強く受ける。

(2) **thermal phase**がより深く維持されるような投下条件であっても、水深が有限な場合では粒子サーマルは底面に衝突する以前に、**thermal phase**の特性からのずれを生じる。そこでの無次元水深 z_{th}^* は、幅広い範囲の投下量と粒子Reynolds数および水域水深について、 $z_{th}^*/h^* \approx 0.6$ の一定値を取る。また、 V_{th}/V_f と z_{th}^*/z_T^* は、 R_p には強く依存し、それぞれ $R_p \leq 12$ で $V_{th}/V_f \sim R_p^{-2/3}$ と $z_{th}^*/z_T^* \sim R_p^{-4/3}$ 、 $R_p > 12$ で $V_{th}/V_f \sim R_p^{-1/3}$ と $z_{th}^*/z_T^* \sim R_p^{-2/3}$ なる関係がある。

(3) 粒子サーマルの発達は落下距離に依存する。このため、水域水深が大きい方が、衝突時に巻き上げられた粒子が投下粒子群と一体となって、より高く舞い上がる。その結果、重力密度流としてのスランピング運動が強くなり、より遠方へ運ばれる。また、式(3)を用いると投下条件から、敷砂の巻き上げ量をある程度推定可能である。

参考文献

- 古土井光昭：港湾工事における濁りの挙動に関する研究，大阪大学学位論文，1989。
- 松見吉晴・泉 一幸：底開式バージによる投入捨石群の堆積形状に関する予測モデル，海岸工学講演会論文集，第39巻(2)，pp.966-970，1992。
- 秋山壽一郎・浦 勝・応 新亜・井手野創・中西弥生：静水中に瞬間的に投下された濁水塊の底面突後の挙動に関する実験的研究，水工学論文集，第44巻，pp.1245-1250，2000。
- 秋山壽一郎・斎賀 仁・J. シン・浦 勝：直投土砂の濁りの拡がり水域水深の影響，水工学論文集，第47巻，pp.1141-1146，2003。
- 堀江 毅：MAC法による直投土砂の初期拡散に関する数値解析，運輸省港湾技術研究所技術資料，No.471，pp.1-34，1983。
- 小田一紀・重松孝昌・大西伸幸・井上雅夫：改良DEMAC法による粒子群の沈降・分散挙動の解析，海岸工学論文集，第39巻，pp.971-975，1992。
- Li, C.W. : Convection of particle thermals, *J. of Hydraulic Research*, Vol.35, No.3, pp.363-376, 1997.
- 玉井昌宏・村岡浩爾：土砂直投工により発生する濁りの挙動特性に関する数値解析，水工学論文集，第42巻，pp.541-546，1998。
- Ying, X., Akiyama, J. and Ura, M. : Motion of dense fluid released into quiescent water with finite depth, *J. of Hydraulic Research, Coastal and Environmental Engineering*, No.635/II-49, pp.141-152, 1999.
- 秋山壽一郎・応 新亜・浦 勝・重枝末玲：有限な水深を有する静水中に直投された微細粒子群の数値シミュレーション，土木学会論文集，No.663/II-53, pp.43-53, 2000。
- 蔣 勤・国栖広志・渡辺 晃：土砂投入に伴う汚濁の拡散過程に関する数値シミュレーション，海岸工学論文集，第44巻，pp.1031-1035，1997。
- 後藤仁志・Jorgen Fredsoe : Lagrange型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析，海岸工学論文集，第46巻，pp.986-990，1999。
- 矢内栄二・大槻 忠：水中落下土砂の拡がり幅の水深の影響について，海岸工学講演会論文集，第30回，pp.613-616，1983。
- 小川 元・竹内益雄：土捨船による投棄土砂の分散，土木学会論文集，第161号，pp.39-49，1969。
- Neves, M.J. & Almeida, P.D. : The influence of density on thermal motion, *Proc. of the Int'l Symposium on Environmental Hydraulics*, Vol.1, pp.141-146, 1991.
- Buhler, J. & Papantoniou, D.A. : Swarms of coarse particles falling through a fluid, *Proc. of the Int'l Symposium on Environmental Hydraulics*, Vol.1, pp.135-140, 1991.
- Noh, Y. & Fernando, H.J.S. : The transition in the sedimentation pattern of a particle cloud, *Physics of Fluids*, A5(12), pp.3049-3055, 1993.
- 玉井昌宏・村岡浩爾・室田 明：固体粒子群の落下挙動と誘起流動に関する研究，土木学会論文，No.509/II-30, pp.143-154，1995。
- 秋山壽一郎・浦 勝・応新亜・今宮盛雄・陶山正治：静水中に瞬間的に投下された重たい流体塊の流動特性に関する研究，水工学論文集，第42巻，pp.529-534，1998。
- Luketina, D. & Wilkinson, D. : The transition to the swarm phase for a particle cloud, *13th Australian Fluid Mech. Conference*, pp.195-198, 1998.
- 秋山壽一郎・山下直樹・浦 勝・陶山正治：直投粒子群の流動・拡散現象と乱れ特性に関する研究，水工学論文集，第45巻，pp.1261-1266，2001。
- Buhler, J. & Papantoniou, D.A. : On the motion of suspension thermals and particle swarms, *J. of Hydraulic Research*, Vol.39, No.6, pp.643-653, 2001.

(2003.9.30受付)