

鉛直噴流による洗掘に関する研究

STUDIES ON THE SCOUR FROM SUBMERGED IMPINGED JET

赤 司 信 義*・斎 藤 隆**

By Nobuyoshi AKASHI and Takashi SAITO

1. 結 言

鉛直噴流による洗掘は局所洗掘に関する基礎的な問題の一つとして、Rouse¹⁾ 以来数多くの研究^{2)~5)}が行われているが、現象の複雑さのためそのほとんどは次元解析的手法によるものである。理論的なものとしては平衡状態の流砂関数に基づく河床変動の基礎式に衝突噴流の特性を導入して初期洗掘機構について考察した岩垣⁶⁾らの研究があげられるが、ある程度洗掘が進行した後における洗掘機構についての研究はみあたらない。

一般的に局所洗掘現象は非平衡状態の砂移動に起因するものであって、これと洗掘の進行に伴う流れの変化とが有機的に関連したきわめて複雑な現象である。この観点から、著者⁷⁾らは洗掘穴内の流れおよび砂移動をかなり大胆にモデル化して、水平噴流による洗掘過程を解析し、実験結果を定量的にも説明した。鉛直噴流による洗掘現象も基本的には水平噴流による洗掘と同様に解析することも可能と考えられるがその洗掘機構の考察には洗掘穴内における砂の水中安息角より急な斜面の存在ならび斜面勾配急変点での砂移動形式の急変（掃流→浮流）を考慮することが必要である。

河床変動ならびに洗掘穴内における流況と砂移動の観察結果より、洗掘過程の特性を記すと以下のとおりである。河床変動量がごく小さい初期においては砂面に衝突した流れはほぼ砂面に沿って流下していき、河床の変化は、この流れによる砂移動の場地的変化によって行われる。洗掘の進行によって洗掘穴内の斜面勾配は徐々に急になっていき、洗掘穴下流に形成される砂堆部の頂部付近において流れの剝離がみられるようになる。この時期までを初期洗掘とよぶことにする。これに続く中期洗掘では、流れの剝離が洗掘部分（中心部）の方へ移動し、

砂堆部頂の高さが急速に大きくなる。その結果、洗掘穴内の斜面は砂の水中安息角よりも急になっていき、流れの斜面に作用する力によって洗掘穴内における斜面の不安定部分はある限度まで増大していく。さらに洗掘が進行して後期洗掘になると噴出流の動揺に伴って不安定な斜面が間欠的に崩落して、洗掘穴内の上部に砂の水中安息角にほぼ等しい様勾配の斜面が形成される。斜面の間欠的崩落の出現によって洗掘穴内の斜面勾配急変点で砂移動形態は掃流から浮流に移行し、その後の洗掘はほぼ相似な形状を保ちながら、浮流形式で砂堆頂を越えて出ていく砂量によって進行していく。このように後期洗掘は斜面の間欠的崩落、洗掘穴内での砂移動形式の変化ならびにほぼ相似な洗掘形状を保つことによって中期洗掘と明確に区別される。

上記の各期における特徴と水平噴流による洗掘のそれとを比較すると次の点で異なる。すなわち、

- (イ) 水平噴流による中期洗掘の洗掘穴内の斜面勾配は砂の水中安息角より小さいが、鉛直噴流による中期洗掘では流れの斜面に作用する力によって砂の水中安息角よりかなり急な斜面が形成される。
- (ロ) 水平噴流による後期洗掘の洗掘穴内での砂移動はほぼ掃流形式であるが、鉛直噴流による後期洗掘では洗掘穴内の斜面勾配急変点で砂移動は掃流形式から浮流形式に変化する。

本文は洗掘実験の結果とその特性を記述し、上述した水平噴流による洗掘との相違点を説明するため流体力と土圧力とのつり合い条件ならびに拡散方程式による洗掘穴内の斜面勾配急変点下流部の堆積量とを新たに河床変動の基礎式に導入して洗掘過程の解析を行ったものである。なお、水平噴流による洗掘の解析と同様に洗掘砂面上の流れを最大洗掘深にある水平壁面上に形成される衝突噴流による壁面噴流流れで近似したので、著者らが行った衝突噴流による壁面噴流についての研究結果⁸⁾の概略をも説明してある。

* 正会員 工修 西日本工業大学講師 工学部土木工学科

** 正会員 工博 山口大学助教授 工学部土木工学科

2. 実験装置と実験方法

実験に使用された水槽は図-1に示すような鋼枠製の両面有機ガラス張りのものである。噴出流速が一様分布となるように、直径10cmの塩ビ管にて作製した噴出孔をもつ噴流発生装置を水槽中央上部に設置し、噴出孔が水中に十分突入するようにした。

実験は噴出孔幅 B_0 を 0.8, 1.0, 1.6, 2.0 cm の 4 種について、現象を規定する物理量である砂粒径 d および

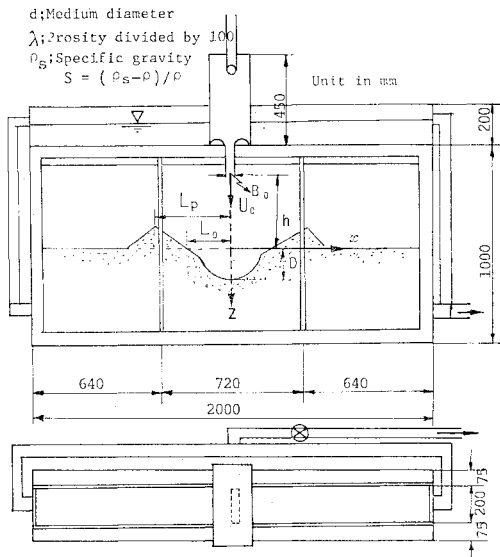


図-1 実験装置および記号説明

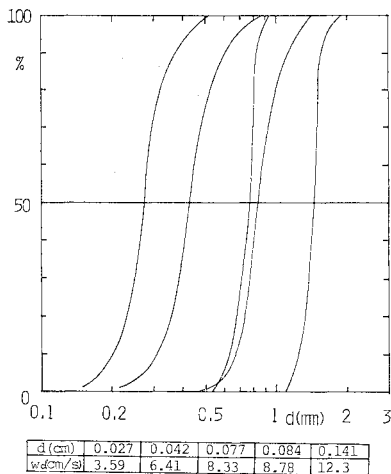


図-2 実験砂の粒度加積曲線

表-1 実験条件

h/B_0	2.5~40.0	h	5.0~40.0 cm
d/B_0	0.017~0.096	d	0.027~0.141 cm
u_0^2/sgd	5~500	u_0	30~250 cm/s

噴出孔より初期砂面までの深さ h 、噴出流速 u_0 を表-1に示す範囲で行った。砂の粒度分布は図-2に示すようにほぼ一様粒径である。砂粒代表径としては 50% 粒径を用いる。

実験方法としては、モータードライブを装着した 35 mm カメラにより撮影し、映写機により実寸の 1/2~1/4 に投影して洗掘形状を読みとった。測定時間は洗掘の進行がほとんどみられなくなる 2~4 時間とし、撮影時間間隔は対数目盛上で等間隔となるようにした。洗掘形状は噴出流の左右への動揺により左右対称とならないので撮影設定時間前後で 3~4 枚撮影し、それらの平均形状をもってその時刻の洗掘形状とした。

3. 実験結果とその考察

鉛直噴流による洗掘は水平噴流による場合と比べて、噴流の拡散特性による影響が大きいため、 h/B_0 についても考察されねばならない。このとき洗掘形状を規定する無次元量は次式のように表される。

$$\frac{z}{B_0} = f_1 \left(\frac{x}{B_0}, \frac{u_0^2}{sgd}, \frac{d}{B_0}, \frac{\sqrt{sgd} \cdot d}{\nu}, \frac{h}{B_0}, s, \frac{u_0 t}{B_0} \right) \dots \dots \dots (1)$$

洗掘形状を表す代表寸法として図-1に示す D, L_0, L_p があげられる。特に最大洗掘深 D については工学的に非常に関心のもたれるところであり、 $\sqrt{sgd} \cdot d/\nu$ および s の D に与える影響はほとんどないことを考慮して無視するとき上式は次のように書き換えられる。

$$\frac{D}{B_0} = f_2 \left(\frac{u_0^2}{sgd}, \frac{d}{B_0}, \frac{h}{B_0}, \frac{u_0 t}{B_0} \right) \dots \dots \dots (2)$$

(1) 洗掘形状

洗掘形状の時間的変化の代表的な一例を示したものが図-3である。図中の点線は、各時刻の砂堆頂位置を連ねたものである。この点線を見ると AB 区間に続く BC 区間では砂堆頂位置はあまり動かず、砂堆頂高さは急激に増加している。C 点より後では、ラウスの指摘したように砂堆頂位置の軌跡はほぼ原点を通る直線となっている。この傾向を砂移動との関連からみると、AB 区間での河床変動は砂面に沿う流れによる掃流力の場所的变化に起因するもので、河床変動の場所的变化は比較的少ない。ついで、BC 区間では砂堆部に流れの剥離がみられ、その下流に砂粒の堆積が顕著なため砂堆頂高さが急激に増大し、砂の水中安息角より急な不安定斜面の出現がみられる。CD 区間では不安定斜面が崩落して、剥離点下流に堆積した砂量が洗掘穴内に間欠的に埋め戻される。その結果、洗掘穴上部に砂の水中安息角にほぼ等しい一定勾配の斜面が形成され、砂堆頂の増大も制限される。

このように砂堆頂軌跡からみて洗掘穴内の砂移動は3期(初期, 中期, 後期)に分けられる。

図-4は間欠的崩落が出現するまでを(a)図に, その後を(b)図に D と L_0 で洗掘形状を無次元化して示したものである。(b)図より間欠的崩落の出現で特徴づけ

られる後期洗掘において, 斜面勾配急変点での形状は不安定でデータの散乱がみられるが, ほぼ相似な形状を保ちつつ洗掘が進行している。一方, (a)図をみると砂堆頂より下流側形状はあまり変化しないようであるが, 砂堆頂上流側斜面は流れの剝離によって徐々に急斜面になっていく傾向がみられ, 洗掘形状を一曲線で表示することは困難である。

図-5は実験条件を変えて後期洗掘形状を比較したものである。図-4(b)で示したようにある実験条件のもとでは後期洗掘形状は一曲線で表されたが, 実験条件が異なるとその形状は異なっている。 h/B_0 が大きくなると斜面勾配急変点は下の方にあり, u_0^2/sgd が大きくなるとそれは高くなる傾向がみられる。これは流れの変向による洗掘砂面に作用する流体力と不安定斜面の土圧力とのつり合いによってこの位置が規定されるのではないかと考えられる。このように流体力と土圧力のつり合い条件によって洗掘形状が規定されるので後期洗掘形状の統一的表示には幾何学的条件や流体力のみでなく, 不安定斜面に堆積に関する土圧関係をも導入しなければならない。

図-6は, 図-4, 5の洗掘形状の無次元化に用いた D と L_0 の関係を示したものであり, 図中の実線は後述の計算結果である。

後期洗掘における D と L_0 の関係は, 図中に記入してある1:1の勾配線より若干急となっていて, 図-5の一樣勾配部分の傾斜が一致していないことと合致する。

図-7は, 砂堆頂までの距離 L_p/B_0 と D/B_0 との関係を描点したものである。図中の曲線は後述する計算結果である。初期, 中期においては, d/B_0 および u_0^2/sgd によって若干変化しているが, h/B_0 が大きいほど L_p/B_0 は大きくなっている。後期洗掘では D/B_0 によって L_p/B_0 が1:1の直線よりわずかであるが急に増大していて, 砂堆頂位置は斜面勾配急変点の位置と砂粒の連続条件とから規定されるのできわめて複雑な挙動をしている。

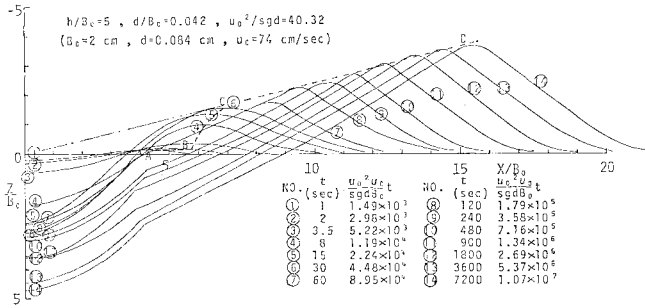


図-3 洗掘形状

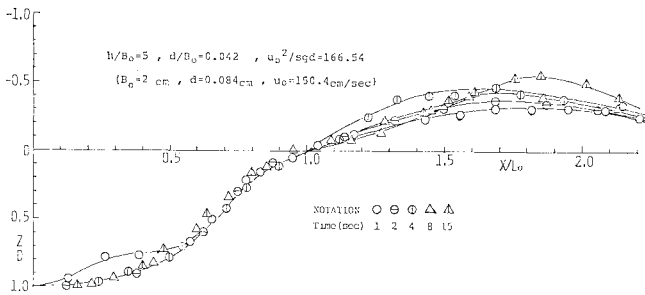


図-4(a) 初期および中期洗掘形状

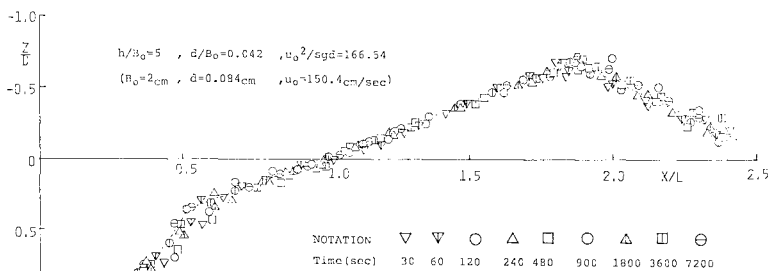


図-4(b) 後期洗掘形状

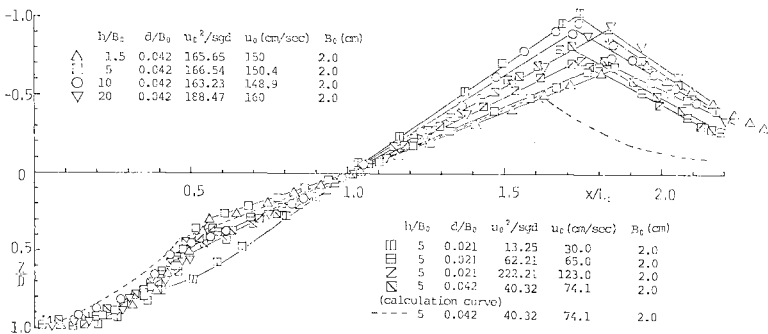


図-5 後期洗掘形状

図-8 は後述する河床変動の式より、最大洗掘深付近における砂移動が掃流形式であるものとして導かれる無次元時間 $\tau = u_0^2 / sg d \cdot u_0 t / B_0$ による最大洗掘深 D/B_0 の変化を描点したものである。図中の実線は後述する計算結果であり、点線は実験描点の平均線である。点線をみ

ると勾配が3段階に変化していて、洗掘機構がそれぞれ異なっていると考えるのが自然である。

4. 流れおよび砂移動のモデル化

(1) 洗掘計算の基礎式

洗掘領域の各断面の摩擦速度が定められるとき、その断面での流量および洗掘形状の時間的変化は非平衡状態での砂移動による河床変動の式¹⁾によって評価することができる。以下にその基礎式を示す。

平衡状態および非平衡状態の無次元掃流砂量をそれぞれ ϕ_0, ϕ とし、砂粒子の平均移動距離 $L (\equiv \lambda_1 d)$ とするとき、砂粒の連続条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \frac{B_0}{L} \cdot (\phi_0 - \phi), \quad \xi = \frac{x}{B_0} \dots \dots \dots (3)$$

上式を $\xi=0$ で $\phi=0$ の条件のもとに積分すると、

$$\phi = \exp\left(-\int \frac{B_0}{L} d\xi\right) \cdot \int_0^\xi \frac{B_0}{L} \phi_0 \exp\left(\frac{B_0}{L} d\xi\right) d\xi \dots \dots \dots (4)$$

となる。また、平衡状態の流砂関数 ϕ_0 は河床勾配 θ の影響を考慮した次式を用いる。

$$\phi_0 = \kappa \left(\frac{u_*^2}{sgd} \cdot \frac{1}{\sin \theta + \mu \cos \theta} \right)^m \cdot \left(1 - \frac{u_* c^2}{u_*^2} \right) \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 u_* は摩擦速度、 u_{*c} は限界摩擦速度、 μ は砂粒間の摩擦係数である。

河床変動の基礎式としては、

$$\zeta = z/B_0, \quad \tau = (u_0^2 / sg d)^{m-0.5} \cdot u_0 t / B_0$$

$$\phi = q_B / \sqrt{sg d^3}$$

と置くと次式で与えられる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \tau} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{d}{B_0} \left(\frac{sgd}{u_0^2} \right)^m \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \dots \dots \dots (6)$$

$$= \frac{\kappa}{\lambda_1 (1-\lambda)} \left\{ \phi_0 * - \frac{\lambda_1 d}{B_0} \exp(-\xi) \cdot \int_0^\xi \phi_0 * \exp(\xi) d\xi \right\} \dots \dots \dots (7)$$

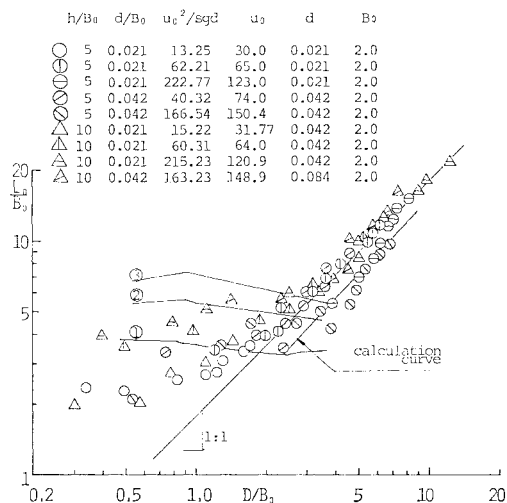


図-6 洗掘穴長さ最大洗掘深の関係

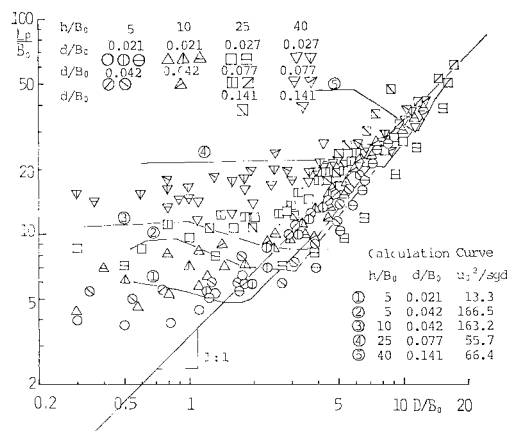


図-7 砂堆頂までの距離と最大洗掘深の関係

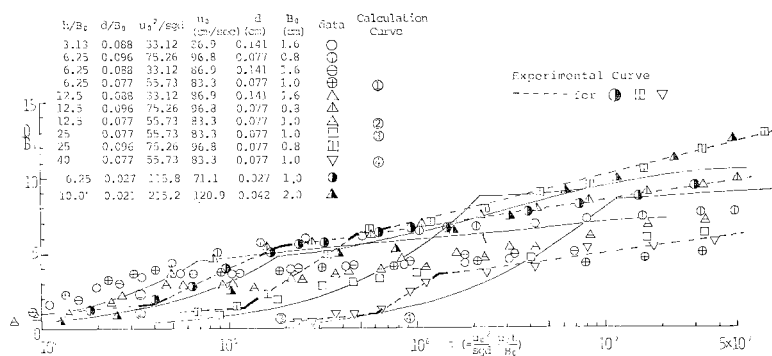


図-8 最大洗掘深の時間的変化

$$\Phi_{0*} = \left\{ \left(\frac{u_*}{u_m} \right)^2 \cdot \left(\frac{u_m}{u_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin \theta + \mu \cos \theta} \right\}^m \cdot \left(1 - \frac{u_* c^2}{u_m^2} \right) \dots \dots \dots (8)$$

λ は空隙率, d は砂粒径, u_0 は噴出流速, u_m は衝突後の流れの断面内最大流速である.

(2) 流れのモデル化

衝突噴流による壁面噴流の特性は噴出孔から砂面までの距離によって異なることから, 中期および後期の洗掘面に沿う流れを最大洗掘深の位置にある水平砂面に沿う衝突噴流による壁面噴流流れで近似する. このようにモデル化することによって洗掘斜面に沿う流れ特性が最大洗掘深の時間的変化によって表される. 以下に著者ら⁸⁾の行った衝突噴流による壁面噴流に関する研究結果(報文Iとよぶ)をもとにして洗掘計算に必要な諸量について簡単に説明する.

衝突後の壁面噴流の流速変化は衝突点より加速され($x < x_s$), 最大値 u_j に達した後減速する($x > x_E$). 衝突後の流れの断面内最大流速 u_m (境界層外縁流速)を u_j および h/α を速度および長さの代表値として表すときはほぼ一曲線によって流速変化を近似することができた(報文I・図-7). 次式は報文I・式(5),(6)および減速前の u_m/u_j の実験式であって, 図-9 に u_m/u_j の実験データの範囲を斜線で, 実験式を実線で示した.

$$\left. \begin{aligned} \frac{u_m}{u_0} &= \frac{u_j}{u_0} \cdot \frac{u_m}{u_j}, & \frac{u_j}{u_0} &= \sqrt{7.2 \left/ \left(\frac{h}{B_0} + 3.2 \right)} \right. \\ \frac{u_m}{u_j} &= 0.95 + 0.5 \alpha \frac{x}{h} & \text{for } \frac{x}{B_0} &< \frac{x_S}{B_0} \\ \frac{u_m}{u_j} &= 1.0 & \text{for } \frac{x_S}{B_0} &< \frac{x}{B_0} < \frac{x_E}{B_0} \\ \frac{u_m}{u_j} &= \sqrt{0.9 \left/ \left(\alpha \frac{x}{h} + 0.4 \right)} \right. & \text{for } \frac{x}{B_0} &> \frac{x_E}{B_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

x_S, x_E は流速変化の傾向の異なる境界点の x の値を表し, α は流速変化を一曲線で近似するための係数(報文I・図-8)でそれぞれ次式のように表された.

$$\frac{x_S}{B_0} = 0.25 \frac{h}{B_0} / \alpha, \quad \frac{x_E}{B_0} = 2 \frac{x_S}{B_0} \dots \dots \dots (10)$$

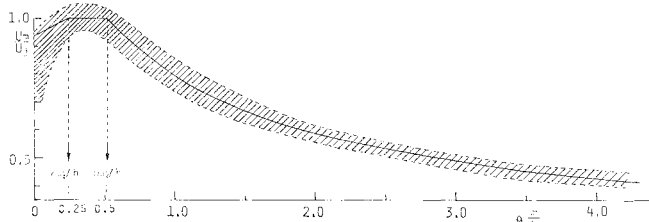


図-9 衝突噴流による壁面噴流における境界層外縁流速

$$\alpha = - \left(0.00655 + 0.0315 \frac{d}{B_0} \right) \cdot \left(\frac{h}{B_0} \right)^2 + \left(0.188 - 0.71 \frac{d}{B_0} \right) \cdot \frac{h}{B_0} + 0.262 - 2.05 \frac{d}{B_0} \dots \dots \dots (11)$$

なお, α が1以下のときは $\alpha=1$ とした.

さらに, 主流部流れ(境界層外の流れ)の乱れを考慮した境界層速度分布則を導入して得られた局所抵抗係数 $C_x (= 2u_*^2/u_m^2)$ の計算結果(報文I・図-12)を示したものが図-10の点線である. 洗掘計算の簡略化のために実験式化したものが次式で, 図-10に実線で示した.

$$\left. \begin{aligned} C_x &= 0.056 \left(\frac{d}{B_0} \right)^{0.22} \left/ \left(\frac{x_E}{B_0} \right)^{0.35} \right. = C_E \\ &\text{for } \frac{x}{B_0} < \frac{x_E}{B_0} \\ C_x &= C_E \cdot \left(\frac{x}{x_E} \right)^{\ln(C_C/C_E)/\ln 1.5} \\ &\text{for } \frac{x_E}{B_0} < \frac{x}{B_0} < 1.5 \frac{x_E}{B_0} \\ C_x &= 0.162 \left(\frac{d}{B_0} \right)^{0.597} \left/ \left(\frac{x}{B_0} \right)^{0.384(d/B_0)^{0.116}} \right. \\ &\text{for } 1.5 \frac{x_E}{B_0} < \frac{x}{B_0} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

上式の C_C, C_E は傾向の異なる境界点の C_x の値で, C_C は式(12)の第3式の x に $1.5x_E$ を代入した値である.

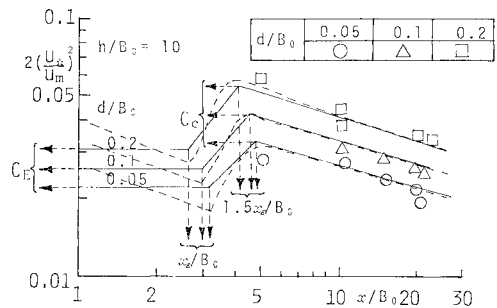


図-10 衝突噴流による壁面噴流における局所抵抗係数

(3) 初期洗掘計算法

初期洗掘における河床変動量は小さいので, 流れは水平砂面に沿う衝突噴流による壁面噴流流れとみなせ, $u_*/u_m, u_m/u_0$ は時間に無関係に与えられる. 以下に初期洗掘時の計算手順を示す.

流れの特性値 (u_* や u_m) より Φ_{0*} を定め, 式(6)に代入して積分すると場所的な洗掘深の時間的変動量 $\partial c/\partial t$ が定まる.

$\zeta_{max} = D/B_0 = 0.5$ となる洗掘形状をもつ 4τ を求め、洗掘計算の時間スケールを決定する。得られた 4τ を $\partial\zeta/\partial\tau$ に乗ずることで河床変動の場所的变化量を求めることができる。

(4) 中期洗掘計算法

洗掘砂面に沿う流れ特性は最大洗掘深位置にある水平砂面上に形成される衝突後の壁面噴流流れで近似する。拡大流れにおける剝離角は $7\sim 10^\circ$ であることから水平噴流による洗掘⁷⁾と同様に流れに対して 10° 以上の拡がりをもったとき流れは剝離し、中期洗掘過程へ移行するものとする。以下に中期洗掘計算手順を図-11をもとにして述べる。

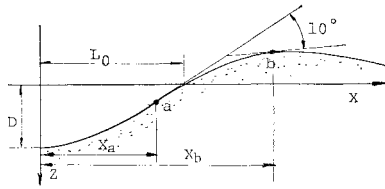


図-11 中期洗掘計算説明図

時刻 τ における洗掘形状から最大傾斜点 (a点) とその下流で最大傾斜角より 10° 緩い点 (b点) を定める。ab 区間における砂の巻き上げを考慮して移動し始める砂量 ϕ_0 を次式で与えることにする。

$$\left. \begin{aligned} \phi_0 &= (\phi_0)_{x=x_a} \cdot \frac{x_b - x}{x_b - x_a} && \text{for } x_a < x < x_b \\ \phi_0 &= 0 && \text{for } x > x_b \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

最大傾斜点まで ($x < x_a$) は初期洗掘と同様な方法で河床変動量を定める。洗掘穴斜面の最大傾斜角が砂の水中安息角を超えるとき、流体力と土圧力とのつり合いから不安定斜面の崩落のないことを確かめる。

(5) 後期洗掘計算法

力の不均衡が生ずると不安定斜面の間欠的崩落がみられるようになり、後期洗掘は力の均衡を保ちつつ、間欠的崩落と洗掘穴からの浮流砂拡散とを繰り返しながら進行する。このように後期洗掘機構は非常に複雑な現象であるが、解析計算を行うため次のように取り扱う。

中期洗掘より後期洗掘移行時の不安定斜面をもつ形状に対して力の均衡を考慮した間欠的崩落モデルを適用して洗掘平均形状を定める。その後噴き上げ点 (後述) 上流側形状は初期洗掘と同様な方法によって、また噴き上げ点下流側形状は浮流砂拡散モデルによって定める。このようにして得られた 4τ 時間ごとの過渡的な形状に対して、そのつど間欠的崩落モデルを適用して洗掘平均形状を求めていくものである。以下に間欠的崩落および浮

流砂拡散モデルについての説明を行う。

a) 間欠的崩落モデル

砂の水中安息角以上の勾配をもつ不安定斜面が洗掘穴に現れ、不安定部分の土圧力が流れの変向による流体力よりも大きいとき不安定部分は洗掘穴へ崩落する。この崩落砂量は次のようにして定められる。すなわち、砂の水中安息角以上の勾配の現れる地点 (図-12・a点) より安息角勾配 θ_0 ですべり面を設定し、流体力 F と土圧力 P が等しくなる洗掘面 ap 上の C 点 (図-12) を定める。洗掘穴への崩落砂量は cbp なる砂堆量となる。斜面 ac に働く流体力 F は図-12 の点線のように検査面をとるとき $F = M_1(1 - \cos \theta)$ より定められる。運動量 M_1 は衝突噴流流れの速度分布がほぼ自由噴流の速度分布で近似されることから、その速度分布を積分することで次式のように表される。

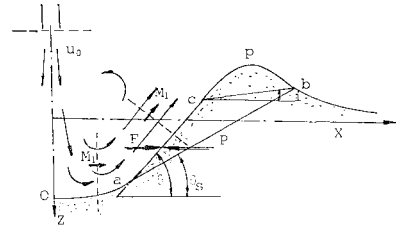


図-12 洗掘面での力のつり合い説明図

$$M_1 = 2 \rho u^2_m \delta_0 / (3 \cosh^{-1} \sqrt{2}) \dots\dots\dots (14)$$

δ_0 は噴流流れの代表幅で衝突噴流による壁面噴流の場合次式のように表される⁸⁾。

$$\delta_0 / B_0 = 0.124 \{x / B_0 + (h / B_0) / 3 + 2.30\} \dots\dots\dots (15)$$

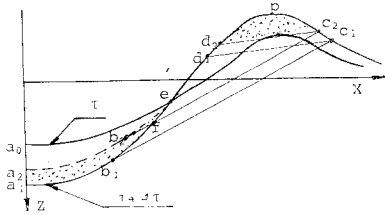
斜面 ac に働く土圧力はクーロンの主働土圧公式を適用した。流体力と土圧力の水平成分を等しいと置くと、力のつり合い条件式が次のように得られる。

$$\left. \begin{aligned} 1 - \frac{4}{3} \frac{\cos \theta}{\cosh^{-1} \sqrt{2}} \cdot \left(\frac{u_m}{u_0}\right)^2 \cdot \frac{\delta_0}{B_0} \\ = \left(\frac{u_0^2}{sgd} \frac{d}{B_0}\right)^{-1} \cdot \left(\frac{H_z}{B_0}\right)^2 \cdot f(\theta) \\ f(\theta) = \frac{\sin^2(\theta - \phi)}{\sin^2 \theta \sin(\theta + \phi')} \\ \cdot \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\sin(\phi + \phi') \cdot \sin(\phi - i)}{\sin(\theta + \phi') \cdot \sin(\theta - i)}} \right\}^{-2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

上式中の H_z は洗掘穴斜面 ac 区間の鉛直高さ、 θ は ac 面の勾配、 i は cb 面の勾配、 ϕ' は ac 面での摩擦角で 0 と置ける。また、 ϕ は砂粒の内部摩擦角であり均一粒径の場合ほぼ安息角に等しい⁹⁾。

以上のようにして定められる砂堆部の崩落砂量を洗掘穴へ埋め戻すことによって平均形状を決定することができる。このとき、砂の連続と力のつり合い条件をとともに満足させるため以下の手順によって計算を行う。

(i) $\tau + 4\tau$ 時刻の洗掘形状 (図-13・a₁ f p c₁ 曲



図—13 砂堆部崩落計算説明図

線) に対し力のつり合い地点 d_1 を定め、形状修正率 r_a を仮定する。

(ii) a_1e 区間において τ 時刻より $\Delta\tau$ 時間後の洗掘深変化量 Δz に r_a を乗じて洗掘深を修正する。 $r_a=1$ のとき a_1e 区間の修正形状は τ 時刻の形状 a_0e になる。

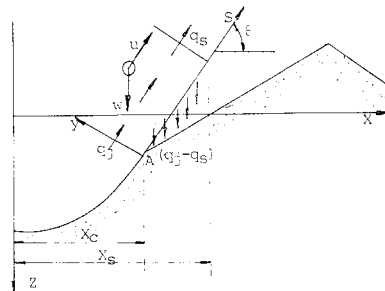
(iii) 修正形状に対し再度力のつり合い地点を定め、崩落砂量 ($d_2 c_2 p$) と洗掘穴修正量 ($a_1 e a_2$) と一致するよう繰り返し計算を行うものである。

b) 浮流砂拡散モデル

拡散モデルの概略を 図—14 に示す。同図中の A 点は 図—13 の e 点であり、 $\tau + \Delta\tau$ 時刻の洗掘深の時間的変動量 $\partial z/\partial\tau$ が 0 になる地点である。洗掘穴からの流砂量はこの点を原点として斜面に沿って上方に噴き上げられる。いま、図—14 のように s 軸、 y 軸をとり、濃度の時間的変化、流れ方向の濃度勾配変化、 y 方向の速度成分、渦動粘性係数 ϵ の場所的変化を無視すると拡散方程式は次式のようにかける。

$$\frac{\partial}{\partial s} \{C \cdot (u - w_0 \sin \theta)\} = \epsilon \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + w_0 \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \dots\dots\dots (17)$$

濃度 C の流れ方向の変化は流速の流れ方向の変化の影響を大きく受けるが、噴き上げ点からの流速通減を明確に表すことは困難なので衝突噴流の最大流速の通減則で近似する。また、洗掘機構の主要の把握を損なうことなく、できるだけ簡略的な解析法を可能とするため、流れの幅 h' の変化を無視して、 $h' = u_0 B_0 / u_c$ (u_c は噴き上げ点での流速) によって仮定する。このとき、上記拡散方程式は次の境界および初期条件¹⁰⁾のもとに解を得るこ



図—14 浮流砂拡散モデル説明図

とができる。

(i) 流れの上縁で出入りする量はない。

$$\epsilon \frac{\partial C}{\partial y} + w_0 \cos \theta C_{s,h'} = 0 \quad \text{at } y=h'$$

(ii) 流れの下縁から補給される量はない。

$$\epsilon \cdot \partial C / \partial y = 0 \quad \text{at } y=0$$

(iii) 噴き上げ地点の濃度分布は一様である。

$$C_{0,y} = \text{const.} \quad \text{at } s=0$$

(iv) 無限遠点での濃度は零。

$$C_{s=\infty} = 0$$

いま、噴き上げ地点の流送砂量を q_j 、断面 s を通過する流送砂量を q_s とすると、拡散方程式によって求められる $C_{s,y}$ とから、 q_s と q_j の比は、

$$q_s/q_j = \int_0^{h'} C_{s,y} \cdot u / q_j dy$$

より次式のように求まる。

$$\frac{q_s}{q_j} = \sum_{n=1}^{\infty} \exp(F_s - F_0) \cdot C_n' \frac{w_0 h' \cos \theta}{\epsilon} \left/ \left\{ \left(\frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \right)^2 + (\alpha_n h')^2 \right\} \right. \dots\dots\dots (18)$$

$$C_n' = 2(\alpha_n h')^2 \left/ \left(\frac{k^2 h'^2}{\epsilon} + \frac{w_0 h' \cos \theta}{\epsilon} \right) \right. \cdot \left\{ \exp \left(\frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \right) \cdot \frac{w_0 h' \cos \theta}{\epsilon} \cdot H_n \right\} \left/ \left\{ \left(\frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \right)^2 + (\alpha_n h')^2 \right\} \right. \dots\dots\dots (19)$$

$$H_n = \cos(\alpha_n h') + \frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \cdot \frac{\sin \alpha_n h'}{\alpha_n h'} \dots\dots\dots (20)$$

$$2 \cot \alpha_n h' = \alpha_n h' \left/ \left(\frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \right) \right. - \left(\frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \right) \left/ \alpha_n h' \right. \dots\dots\dots (21)$$

$$\frac{k^2 h'^2}{\epsilon} = (\alpha_n h')^2 + \left(\frac{w_0 h' \cos \theta}{2 \epsilon} \right)^2 \dots\dots\dots (22)$$

$$F_s = \ln \left| \frac{u}{u_0} - \frac{w_0 \sin \theta}{u_0} \right| - \frac{1.6}{\alpha} \frac{k^2 h}{u_0} \left(\frac{u_j}{u_0} \right)^2 \cdot \left\{ - \left(\frac{u_0}{w_0 \sin \theta} \right)^3 \ln \frac{u}{u_0} + \left(\frac{u_0}{w_0 \sin \theta} \right)^2 \frac{u_0}{u} + \frac{1}{2} \frac{u_0}{w_0 \sin \theta} \left(\frac{u_0}{u} \right)^2 + \left(\frac{u_0}{w_0 \sin \theta} \right)^3 \ln \left| \frac{u}{u_0} - \frac{w_0 \sin \theta}{u_0} \right| \right\} \dots\dots\dots (23)$$

なお、 F_0 は F_s の u に噴き上げ流速 u_c を代入した値である。

上式によって得られた q_s/q_j の関係をもとにして河床変動量を求めるため、 x_c および x_s 地点での無次元流砂量をそれぞれ ϕ_j, ϕ として ϕ/ϕ_j および $\partial\phi/\partial\xi$ を示すと次式で表される。

$$\frac{\phi}{\phi_j} = \frac{q_s/\sqrt{vsgd^3}}{q_j/\sqrt{vsgd^3}}, \quad \frac{\partial\phi}{\partial\xi} = \phi_j \frac{\partial\phi/\phi_j}{\partial\xi} \dots\dots\dots (24)$$

この関係を河床変動の基礎式(式(6))に導入することによって噴き上げ点下流側の河床変動量が求まる。

5. 数値的検討

上述の洗掘解析モデルによる解析結果を洗掘形状, 最大洗掘深の時間的変化などについて実験値と比較する。ここに, 計算に使用した諸数値を記しておく。

砂の特性値である水中比重 s を 1.65, 空隙率 λ を 0.4, 水中安息角を 31° , 砂粒の摩擦係数 μ を 1.0 とする。また, 砂移動を規定する指数 m を洗掘穴内の砂移動が掃流形式であることから 1.5 と置き, 移動砂量強度を規定する係数 κ を 8.0, 砂粒の平均移動距離を与える λ_1 を 100 と置く。後期洗掘における浮流砂拡散に関係する渦動粘性係数 $\varepsilon/u_m\delta_0$ は, h/B_0 や d/B_0 の影響を考慮して取り扱うべきであるが, ここでは報文 I の結果をもとにして平均的に 0.04 とした。

洗掘形状: 図-15 は z/B_0 と x/B_0 で, 図-16 は z/D と x/L_0 で表示した洗掘形状の計算結果であり, 定性的に形状の時間的変遷をよく説明している。砂堆頂下流側の斜面の実験値と計算値の不一致は砂堆頂より下流斜面での砂粒の転落などを考慮しなかったことによるものとする。なお, 中期洗掘における砂堆頂高の増加を砂粒の飛距離で説明しようとするれば, λ_1 を 30~70 とせねば

ならない。その際 L_0, L_p は実験値の 1/2 程度の値となった。このことより中期洗掘における砂堆形成ならびに洗掘形状は剝離モデルによって矛盾なく説明できる。

$L_0/B_0 \sim D/B_0, L_p/B_0 \sim D/B_0$: 洗掘形状の計算過程で得られたこれらの関係を実験値とともに 図-6, 7 に示した。後期洗掘前の $L_0/B_0, L_p/B_0$ は実験値と比べて若干大きな値を示しているが, 後期洗掘におけるそれらは実験値とよく一致している。さらに, 計算結果は後期洗掘前の h/B_0 が大きいほど $L_p/B_0, L_0/B_0$ が大きいという傾向や $L_0/B_0, L_p/B_0$ の変化は D/B_0 の変化に比べて小さいという傾向を, また後期洗掘における $L_0/B_0, L_p/B_0$ は D/B_0 とほぼ線形関係にあるという傾向をいづれもよく説明している。

最大洗掘深の時間的変化: 計算結果を 図-8, 17 に実線で示した。図中の点線は実験描点の平均線である。最大洗掘深 D/B_0 は $u_0^2/sgd, d/B_0, h/B_0$ をパラメータとして無次元時間 $\tau = u_0^2/sgd \cdot u_0 t/B_0$ で規定される。計算値と実験値はよく一致していて, 後期洗掘における力のつり合いと間欠的崩落とが最大洗掘深の時間的変化に重要な役割をもつことが明らかである。図-8 にみる計算結果は $d/B_0, u_0^2/sgd$ をほぼ一定値にして h/B_0 を大きくすると後期洗掘への移行時期は遅くなるという傾向をよく説明している。これは衝突後の流れのスケール(流れの幅や最大流速)が h/B_0 の増大に伴って拡大され, 河床面でのせん断力の変化が小さくなり, その結果不安定斜面の出現が遅れることによるものである。

以上のように解析結果は定性的に十分実験結果を説明していて, 中期洗掘における洗掘形状や砂堆形成に流れの剝離が, また後期洗掘における洗掘形状や最大洗掘深の時間的変化に流体力と土圧力とのつり合いや間欠的崩落が大きく関与していることが明らかとなった。

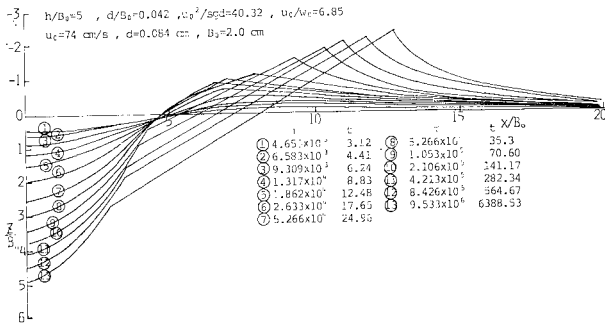


図-15 洗掘形状計算結果 ($z/B_0-x/B_0$)

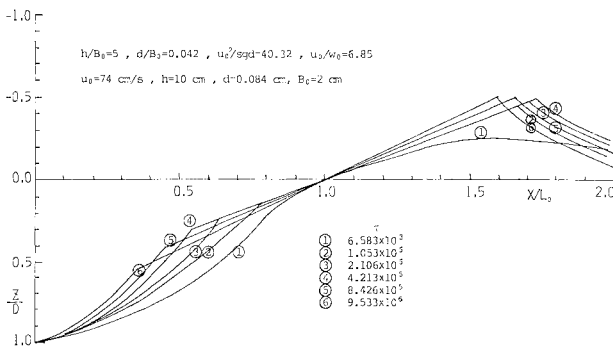


図-16 洗掘形状計算結果 ($z/D-x/L_0$)

6. 結 語

二次元鉛直噴流による洗掘に関する詳細な実験を行い, 洗掘穴の流れを最大洗掘深位置における水平粗面に沿う衝突噴流による壁面噴流流れで表すことによって, 洗掘の進行に伴う流れの変化を最大洗掘深の変化で表示した。中期洗掘では砂堆部における流れの剝離を, 後期洗掘では噴出流の動揺による間欠的崩落, 流体力と土圧力のつり合いならびに斜面勾配急変点での砂移動形式の急変を導入して洗掘過程を解析し, その結果を実験結果と比較した。解析においては流れの剝離ならびに拡散方程式などの取り扱いにかなり粗い仮

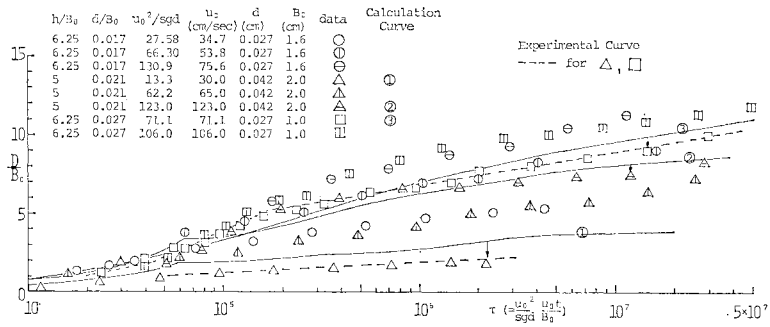
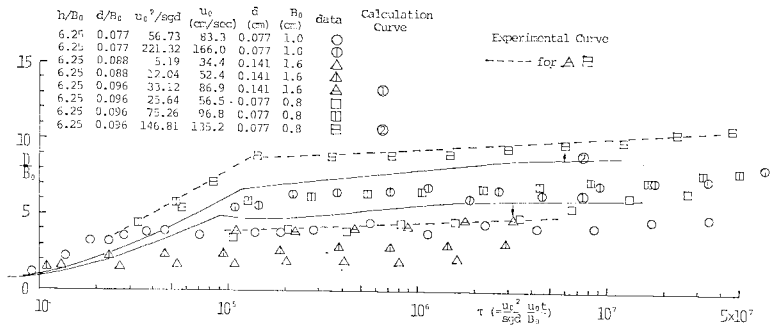
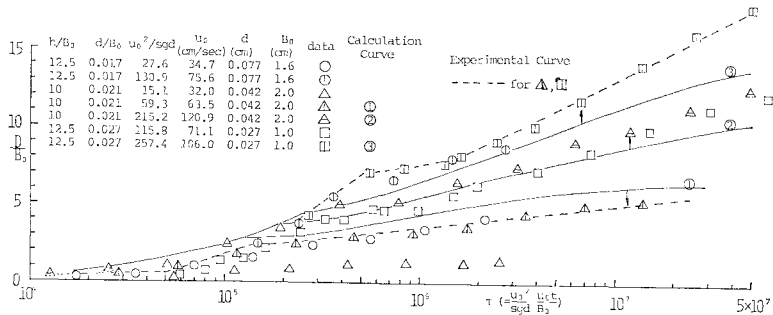
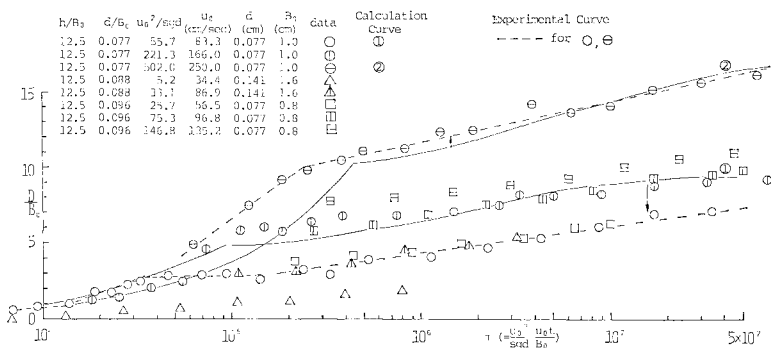
(a) $h/B_0=5\sim 6.25$, $d/B_0=0.017\sim 0.027$ (b) $h/B_0=6.25$, $d/B_0=0.077\sim 0.096$ (c) $h/B_0=10\sim 12.5$, $d/B_0=0.017\sim 0.027$ (d) $h/B_0=12.5$, $d/B_0=0.077\sim 0.096$

図-17 最大洗掘深の時間的变化

定を用いているが、解析結果は最大洗掘深の時間的変化および洗掘形状などの実験結果とよく一致していて、中期洗掘における砂堆部の形成に流れの剝離が、また後期洗掘における洗掘形状は流体力と土圧力とのつり合いと間欠的崩落とがきわめて重要な役割をもつことが示された。

なお、拡散方程式に導入した噴き上げ流れの取り扱いや砂堆部下流斜面形状などに若干の問題点が残されているが、鉛直噴流による洗掘機構の大略は解明されたものと考えている。

最後に本文に使用した洗掘実験結果の一部は名倉克博氏によるものであることを付記するとともに実験および資料整理に多大なる協力をいただいた亀田芳満、石川誠、田島 優、香月龍幸、浅川敏似氏らに厚く感謝の意を表するものである。洗掘計算には西日本工業大学電子計算機 HITAC・M-180 および山口大学工学部電子計算機 FACOM 230-35 を使用した。

参 考 文 献

1) Rouse, H. : Criteria for similarity on the transporta-

tion of sediment, Proc. Hyd. Conf., Univ. of Iowa, Bull. 20, 1940.

- 2) Doddiah, D., M.L. Albertson and R. Thomas : Scour from jets, Proc. Minesota Int. Hyd. Conf., I.A.H.R., 1953.
- 3) 栗津清蔵 : 洗掘機構についての基礎的究研, 土木学会論文集, 第 52 号, 1958.
- 4) 木村喜代治 : 水理構造物を越流する自由ナップによる洗掘の機構, 土木学会論文集, 第 39 号, 1956.
- 5) 栗津清蔵 : 射出水による洗掘について, 土木学会論文集, 第 38 号, 1956.
- 6) Iwagaki, Y., G.L. Smith and M.L. Albertson : Analytical study of the mechanics of scour for three-dimensional jet, Colorado State Univ. Research Foundation, Presented at A.S.C.E., Hydraulic Conf., 1958.
- 7) 斎藤 隆 : 水平噴流による洗掘に関する研究, 土木学会論文報告集, 第 282 号, 1979.
- 8) 斎藤 隆・赤司信義・亀田 芳満 : 衝突および再接触噴流による壁面噴流, 山口大学工学部研究報告, 28 卷, 1 号, 1977.
- 9) William, T. Lambe and R.V. Whitman : Soil mechanics, John Wiley & Sons. Inc., 1969.
- 10) William, E. Dobbins : Effect of turbulence on Sedimentation, A.S.C.E., 1943.2.

(1979.5.15・受付)