

# 波・流れの共存場における局所洗掘

土屋義人\*・河田恵昭\*\*・錦織 慎\*\*\*

## 1. 結 言

波による円柱周辺の局所洗掘では、馬蹄型渦が支配的な1方向流の場合に比べて、洗掘深や洗掘直径が非常に小さいことが認められている。しかし、浅海域のように波と流れが共存する場では、それらは1方向流の場合に匹敵するほど大きくなるのがわかってきた。しかも、CERCなどの観測用浅橋にみられるように、近接する複数の円柱橋脚ではそれぞれの洗掘孔が重なり、全体として洗掘が進行するという、いわゆる群杭の効果が存在することも指摘されてきた<sup>1)</sup>。

波と流れの共存場における円柱の局所洗掘特性については、Herbich ら<sup>2)</sup>が系統的な実験結果と次元解析を用いて、たとえば最終洗掘深の予測式を提案しており、また、Palmer ら<sup>3)</sup>は現地観測を実施しているが、いずれも洗掘過程や機構は十分解析されていないといえる。

本研究では、波と流れの共存場における円柱周辺の洗掘過程では、その背後に形成される縦渦(カルマン渦)が支配的であるという視察結果に基づき、これをモデル化して静的洗掘深の時間的変化を求め、実験結果との比較からその適用性を検討する。

## 2. 局所洗掘実験

実験は 図-1 に示す装置を用いて行った。実験条件

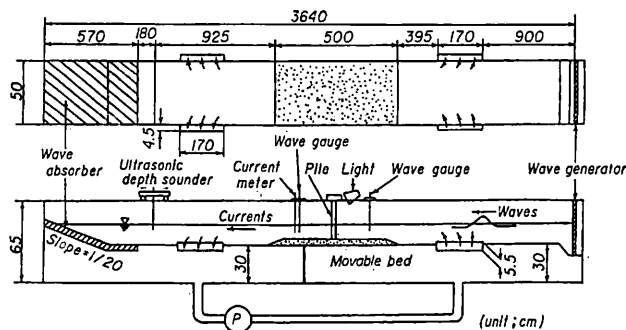


図-1 実験装置の概要

は、砂粒の平均粒径  $d$  と標準偏差は 0.110mm 及び 1.56, 移動床部の水深  $h=10$  cm, 波高  $H=0-6$  cm, 周期  $T=1.4$  s, 流速  $u=13.4, 6.71, 0$  及び  $-12$  cm/s, 円柱径  $D=1.6, 2, 2.4$  及び 3 cm であり、これらの組合せで約 200 ケースの実験を実施した。洗掘深の測定は、図-2 に示すように、直径 0.5mm の光ファイバー 100 本を縦に 1 列に並べた 5 cm のチップを円柱脚部の岸・沖側のスリットに取り付けて行った。ハロゲンランプを上方よりこれに向かって照射して、他端で受光の有無(洗掘が進むと光点の数がふえる)を VTR で撮影し、同時に 1/100 秒単位で経過時間を写し込んで経時変化を計測した。なお、砂れんの波長と波高は超音波測深器で求めた。

波と流れの共存場における洗掘過程は次のようであった。流れが順流で  $u=6.71$  cm/s では(流れのみでは静的洗掘も生じない)、波高が 2 cm 越えると、図-3 に模式的に示したように、円柱背後の岸側の中心軸から約 45° 離れた所で小さな洗掘孔が先ず発生することが見

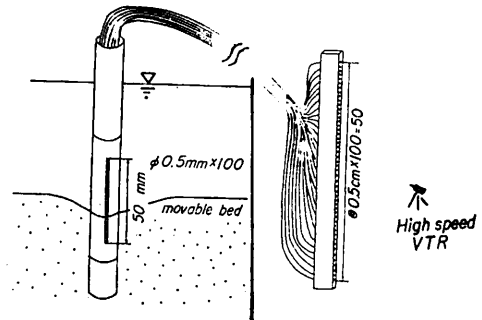


図-2 光ファイバーを用いた洗掘計

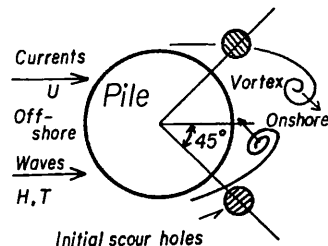


図-3 縦渦と初期洗掘箇所の模式図

\* 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所  
 \*\* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所  
 \*\*\* 正会員 工博 大阪府企業局

だされた。これらは縦渦(カルマン渦)の移動によって、竜巻状に底面の砂粒が舞い上がり、流れによって岸側に運ばれる結果生じるものであり、時間的に少し遅れて円柱の沖側でも同様の洗掘が発生することが認められた。従って、流砂の場合のように、馬蹄型渦によって、円柱の側面の河床が直ちに洗掘されるのではなくて、漂砂ではたとえ流れがなくてもこの縦渦によって、円柱から少し離れた所で洗掘が先行し、その拡大に伴って、各洗掘孔が合わさって、円柱の周辺の1つの洗掘孔になるようであった。波高がさらに大きくなり、動的洗掘になると図-4に典型例を示すように、洗掘孔形状は沖側は半円形、岸側は台形状と非対称になり、円柱径が変化しても洗掘孔の相似性がほぼ満足されていた。これらの条件では同時に砂れんが一般的に発生して、洗掘孔と砂れんの谷との区別が困難になってくる。一方、逆流の場合には上述した洗掘孔形状が岸沖でほぼ逆になるほか、順流

の場合と大きく相違しなかった。

### 3. 局所洗掘特性

図-5は順流( $u=13.4\text{ cm/s}$ )で、波高を変化させた場合の洗掘深の時間的変化を示したものである。(c)の流れのみでは馬蹄型渦によって小さな洗掘孔が形成される。波と流れの共存場では洗掘過程は3つの部分からなるようである。洗掘の初期段階では円柱に接する部分の洗掘より、少し離れた部分の洗掘が先行するので見かけ上、洗掘が発生していないような結果となっている。その後洗掘深の時間変化は指数的となり、最終洗掘深まで継続する。最大洗掘深は波高が $3.2\text{ cm}$ の場合の方が $5\text{ cm}$ のときより大きく現れている。これは、動的洗掘では、洗掘孔に沖側より流入する漂砂量が落下し、静的洗掘の場合より浅くなることを示しており、また、砂れんの通過によって周期的に洗掘深が変化することも見いだされた。

図-6は岸側の無次元最大洗掘深  $Z_{\max}/D$  と砂れんの

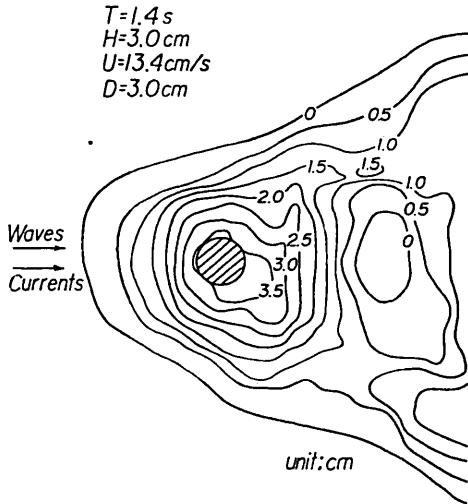


図-4 洗掘等深線図

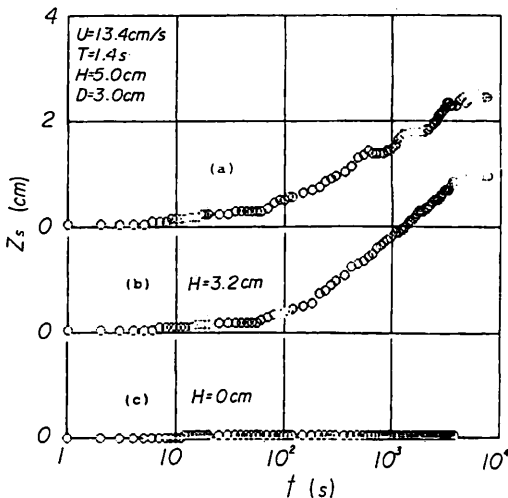


図-5 洗掘深の時間的変化

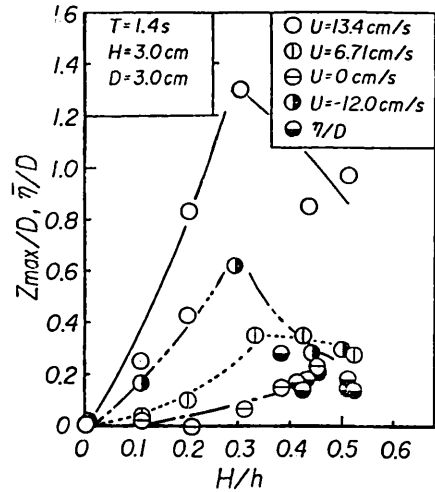


図-6 無次元洗掘深の相対波高による変化

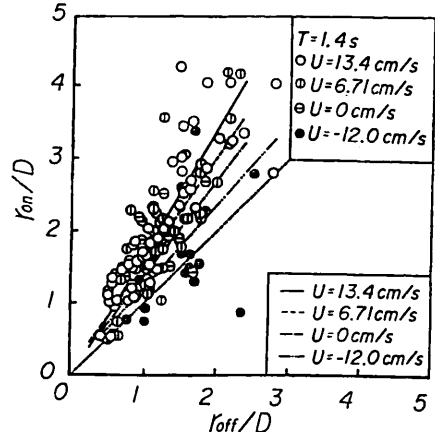


図-7 岸・沖側の洗掘孔半径の対称性

無次元波高  $\eta/D$  の相対波高  $H/h$  による変化を示したものである。相対波高が約 0.3 以下では静的洗掘となっており、砂れんの発生直前に最大洗掘深が現れ、付加した流速が大きいかほど無次元洗掘深も大きくなっていることがわかる。相対波高が 0.3 以上では砂れんが発生するが、流速が変化してもその波高はほとんど変わらないことが見いだされる。また、砂れんの波長は円柱径より長いので洗掘深から砂れんの影響を正確に取り除くことは難しい。このような特性は円柱径を変えても同様であった。

図-7 は岸側と沖側の洗掘孔半径の関係を表したものであり、図中の直線はそれぞれの付加した流速に対応した関係を示す。これから、流速が大きくなれば沖側より岸側の洗掘孔半径が大きくなり、岸・沖方向の非対称性が拡大することが認められる。これは沖側から岸側に回り込んだ縦渦のほうがその逆の場合より強いことによると推察される。一方、逆流の場合にはデータがかなり散乱しているが、その非対称性は減少している。

図-8 は平均洗掘孔半径  $\bar{r}$  と砂れんの波長  $\bar{\lambda}$  の相対波高による変化を表している。この図から平均洗掘孔半径は波高や流速の増加にともなって大きくなることがわかる。しかも、いずれの場合にも円柱径より砂れんの波長が大きいかも示される。このように、実験結果には現地海岸の場合と相違して、砂れんの特性が大きく影響しており、従って、縮尺効果が含まれているといえる。

4. 洗掘機構とモデル化

波と流れの共存場で、前者の流速振幅が後者の流速の絶対値より大きい場合には、馬蹄型渦よりも、縦渦による砂の巻き上げと流れによる輸送で局所洗掘が進行することが実験的に明らかにされたので、これをモデル化して洗掘過程を表すことを試みる。

(1) 縦渦の循環とパワー

波による縦渦の特性は、沢本ら<sup>9)</sup>によって実験的な検

討が行われているが、これに流れが付加されたときの一般的な特性についてはいまだ十分明らかになっていないので、ここでは次のように仮定する。

a) 波と流れの共存場では縦渦の離脱周期が明かでないので、ここでは波動成分が卓越するとしてその結果を適用する。

b) 従って、渦の形成から離脱までの所要時間は流れを付加しても変化しないと考える。

いま、KC 数を次式のように定義する。

$$KC = (|u| + \hat{u})T/D \dots\dots\dots(1)$$

ここに、 $\hat{u}$  は波の水粒子速度の振幅、 $u$  は流速、 $T$  は周期及び  $D$  は円柱径である。半周期間に放出される渦の個数については、沢本らが明らかにしており、今回の結果ではほとんどの場合半周期に渦が1個離脱したので、これを対象として循環  $\Gamma$  を計算すると、次式で表される。

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left\{ u^2 t^* - \frac{2u\hat{u}}{\sigma} (\cos \pi t^* - 1) - \frac{\hat{u}^2}{4\sigma} (\sin 2\pi t^* - 2\pi t^*) \right\} \dots\dots\dots(2)$$

ここに、 $t^* = (1/\sigma) \cos^{-1}(10\pi/KC - 3)$ 、 $\sigma$  は角振動数である。一方、この渦が半径  $r_0$  の強制渦を持つランキン渦と仮定すると、 $r=r_0$  での接線方向の速度  $u_s$  は、循環を  $\Gamma_s$  とすれば次のようになる。

$$u_s = \Gamma_s / 2\pi r_0 \dots\dots\dots(3)$$

いま、縦渦の詳細な特性がわかっていないので、第1近似としてこのランキン渦の循環と式(2)で与えられる循環を等しいとおけば、単位長さ当りの渦のパワーは、次式で与えられる。

$$P_0 = \alpha_1 (\rho/4\pi) (u + \hat{u} \sin \sigma t) \Gamma^2 \dots\dots\dots(4)$$

ここに、 $\alpha_1$  は定数である。

(2) 漂砂の舞上がり量と上昇高

渦のパワーが評価されたので、これによる漂砂の舞上がり量を求める。Bagnold の関係を用いれば、渦によって単位時間当り鉛直方向に舞上がる量  $q_u$  は、近似的に次式で与えられよう。

$$q_u = K' P_0 \dots\dots\dots(5)$$

ここに、 $K'$  は係数である。次に、底面より舞上がった漂砂の上昇高を求めてみよう。実験の観察によれば、砂粒は渦によってらせんを描いて上昇するので、ホドグラフを用いて解析すべきであろうが、近似的に鉛直方向の運動のみを取り上げることにすれば、Stokes の抵抗則が適用でき、かつ乱れの影響が無視できるものとして、砂粒の運動方程式は、次式で表される。

$$\frac{dW}{dt} = \frac{18\nu(W_f - W) - (\sigma/\rho - 1)gd^2}{(\sigma/\rho + 1/2)d^2} \dots\dots\dots(6)$$

ここに、 $W$  は砂粒の鉛直速度、 $W_f$  は流体の上昇速度、 $\sigma$  及び  $\rho$  はそれぞれ砂粒と流体の密度、 $\nu$  は動粘性係

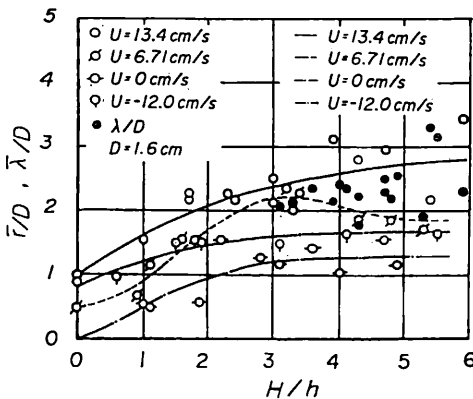


図-8 洗掘孔半径の相対波高による変化

数,  $d$  は粒径である。

いま, 縦渦中の流体の上昇速度に関する情報がほとんどないので, 実験風洞内で竜巻の再現実験をし, それがランキン渦としての特性を持っていることを見いだした文字の結果<sup>9)</sup>から,  $r=r_0$  における接線方向の速度の約 30% であるとし, また, 水面では零となる。従って, ここでは上昇速度の鉛直方向分布は水深に比例するとして, 次のように表されるとする。

$$W_j = \alpha_2 u_{\theta 0} (Z/h) \dots\dots\dots (7)$$

ここに,  $u_{\theta 0}$  は底面における接線速度である。また, 初期条件として,  $t=0$  で砂粒の上昇初速度を  $W_0$  とおけば, 式 (6) から, 砂粒の上昇高  $Z_h$  は, 次式で与えられる。

$$Z_h = C_1 \exp(\lambda_1 t) + C_2 \exp(\lambda_2 t) + C/A \dots\dots\dots (8)$$

ここに, 各係数は次のように与えられ,

$$A = 18\nu\alpha_2(\sigma/\rho + 1/2)d^2, \quad B = A/\alpha_2,$$

$$C = ((\sigma/\rho - 1)/(\sigma/\rho + 1/2))g,$$

$$\lambda_i = (-B \pm \sqrt{B^2 + 4A})/2, \quad i=1, 2,$$

$$C_j = (W_0 + (h + C/A)\lambda_k)/(\lambda_k - \lambda_j),$$

$$(j, k) = (1, 2), (2, 1)$$

また,  $W_0$  は砂粒の上昇初速度である。

(3) 洗掘モデル

実験における観察結果に基づき, 次のような洗掘のモデルを考える。まず, 渦によって上昇した砂粒が洗掘孔の深さ以上に舞い上がった時, これらが流れによって輸送されるとすれば, 平均的に半周期間に洗掘孔から外に出る漂砂量  $q_0$  は, 次のように表される。

$$q_0 = C_0 r_0 (Z_h - Z_s) u T \dots\dots\dots (9)$$

ここに,  $Z_s$  は洗掘深であり,  $C_0$  は平均濃度である。

一方, この洗掘孔へ入ってくる漂砂量  $q_i$  は, 次式となる,

$$q_i = (1/2)q_0 Z_s \cot \phi T \dots\dots\dots (10)$$

ここに,  $q_0$  は波と流れの場における漂砂量である。

いま, 図-4 に示したように, 洗掘孔形状は静的及び動的洗掘に関係なくほぼ円錐形と見なせるので, 図-9

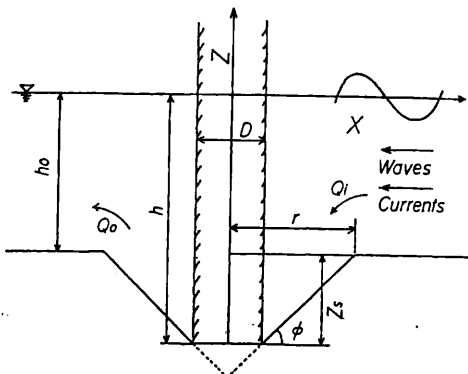


図-9 洗掘孔のモデルと変数の定義

の模式図を参照すれば, 漂砂の連続式は次のようになる。

$$(q_0 - q_i)/(1 - \lambda) dt = \rho V \dots\dots\dots (11)$$

ここで,

$$\Delta V = \pi Z_s^2 d Z_s \cot \phi$$

であって,  $\lambda$  は空隙率,  $\phi$  は洗掘孔の傾斜角である。式 (9) から (11) を用いると, 洗掘深の時間変化は, つぎのように表される。

$$\frac{dZ_s}{dt} = \frac{C_0 r_0 (Z_h - Z_s) u T}{\pi(1 - \lambda) \cot \phi Z_s^2} \dots\dots\dots (12)$$

さらに, 左辺が 0, すなわち, 最終洗掘状態では, 静的洗掘深は, 砂粒の舞い上がり高さに等しくなって, 次式で表される。

$$Z_{max} = C_1 \exp(\alpha_3 \lambda_1 T) + C_2 \exp(\alpha_3 \lambda_2 T) + C/A \dots\dots\dots (13)$$

ここに,  $\alpha_3$  は定数である。

5. 静的洗掘深の予測

式 (1) から (12) を用いると洗掘深の時間的変化を求めることができる。しかし, 動的洗掘では波と流れの共存場における漂砂量を精度良く評価する必要があるもので, ここではこれがない場合, すなわち静的洗掘深の時間的変化を計算する方法を示し, 実験結果との比較検討から, 妥当性を明らかにする。

(1) 予測方法

ここで示した洗掘のモデルでは, 1 周期毎に洗掘深を求め, 増加した水深に対応して底面における水粒子速度の振幅が小さくなり, そのために, 循環が減少し, 洗掘孔から漂砂が飛び出さなくなって最終洗掘状態に至ると考えている。観察によれば, この状態でも洗掘孔の底部の砂粒は渦によって洗掘孔中を移動しており, 1 方向流の場合の洗掘のように, 洗掘孔で砂粒は必ずしも移動限界状態になっていないといえる。実際の計算では, 縦渦の特性に関してわからないところが多くあるので, 次のような手順や仮定に従っている。

- 1) 微小振幅波理論から, 底面における水粒子速度を求める。従って, 洗掘によって水深が増加すると水粒子速度は減少する。
- 2) 縦渦の大きさは円柱径に比例すると仮定する。これは, 波と流れの共存場で, 揚力の実験をした浅野<sup>10)</sup>の観察結果とも一致している。円柱がなくなると循環は自動的に 0 となる。
- 3) ランキン渦の接線方向の代表速度として,  $r=r_0$  における値を用いる。
- 4) 渦が底面の漂砂移動に寄与する時間は, 円柱から渦が離脱して次の渦が円柱の同じ側に行けるまで, すなわち周期に比例すると仮定する。

5) 渦によって舞い上がる漂砂の鉛直方向の初速度は同方向の流体の初速度に等しいと考える。

## (2) 実験結果との比較

図-10 は静的洗掘深の時間的変化に関する実験値と計算値を比較したものであり、波高は 3cm、順流の流速は 13.4cm/s である。実線で示した計算結果は前述したように、1 周期毎に計算機で求めたものである。まず、最終洗掘深に到達するのに要する時間が計算値でかなり推定できることがわかる。さらに、(a) の円柱径が 1.6cm では、両者の洗掘深の時間変化がよく一致するのに対し、円柱径が増加すると最終洗掘深が大きくなるという実験的特性をかなり再現しているが、途中の過程では両者に差が認められる、この原因としていくつか考えられるが、とくに、洗掘深が深くなるとここで仮定したように、縦渦の直径も一定でなくなり、これに伴って洗掘

孔から舞い上がる漂砂量も変化し、それをモデルで考慮していないことなどが大きな理由であろう。

## 6. 結 語

ここでは、新しく開発した洗掘計を用いて、波と流れの共存場における局所洗掘とくに静的洗掘に関し、水理実験と洗掘機構のモデル化を行い検討を加えた。その結果は次のように要約される。

1) 波と流れの共存場では洗掘深が波のみの場合に比べてかなり大きくなることを見いだされた。この洗掘過程では円柱背後の縦渦(カルマン渦)が支配的な役割を果たし、洗掘は渦によって底面から舞い上がった漂砂が流れによって移動することで進むことが明かとなった。また、静的洗掘深が動的洗掘深より大きいことも見いだされた。

2) 洗掘過程のモデル化では、縦渦を近似的にランキン渦と考えて、これによる漂砂の舞い上がり量を評価することを試みた。静的洗掘深の時間的変化や最終洗掘深はこれによってかなり予測できることがわかった。しかし、用いた幾つかの仮定の妥当性についてはさらに検討する必要がある。

## 参 考 文 献

- 1) 土屋義人・河田恵昭: 浅海における棧橋橋脚周辺の局所洗掘について, 第38回土木学会年次学術講演会講演概要集, pp. 589~590, 1985.
- 2) Herbich, J. B. et al.: Sea floor scour, Design guidelines for ocean-founded structures, Marcel Dekker, Inc., pp. 225~264, 1986.
- 3) Palmer, H. D.: Wave-induced scour on the sea floor, Proc. 2nd Conf. on Civil Eng. in the Ocean, pp. 703~716, 1969.
- 4) 沢本正樹・菊池健治: 振動河中におかれた円柱に作用する揚力, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 429~433, 1969.
- 5) 文字信貴・光田 寧: 竜巻実験装置を用いた1セル及び2セル渦の研究, 京大防災研年報, 第26号, B-2, pp. 393~402, 1983.
- 6) 浅野敏之: 波と流れの共存場における水理特性に関する研究, 京都大学学位論文, p. 152, 1986.

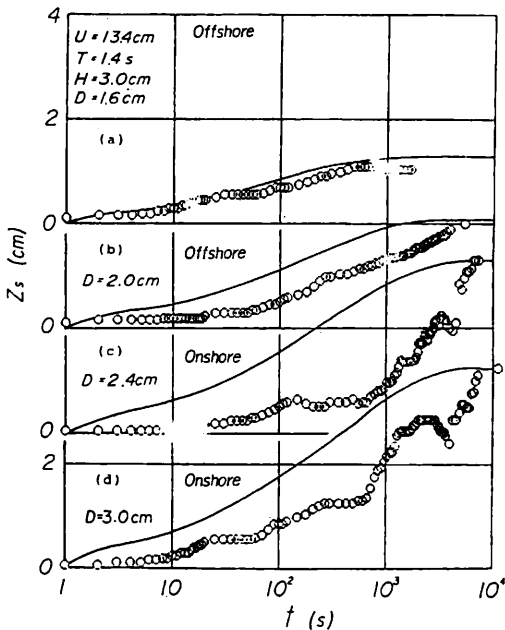


図-10 静的洗掘深の時間変化に関する実験値と計算値との比較