

低含水比ベントナイトの河床波を伴う洗掘について

Erosion and wavy configuration formation of low water-content Bentnite

東北大学大学院 学生員 金山 進

東北大学工学部 正 員 首藤伸夫

1. はじめに

水系に存在する粘性土は水と直接接触しているその表面の含水比が液性限界以上の極めて軟弱な状態である場合が多い。しかしながら、その下層の圧密排水を受けた部分や一時的に空中に露出するような部分には水系外の土と同程度の剪断強度を示すものがある。例えば四十四田ダム貯水池の場合、沈殿物堆積層の深層（表面から7～8mの深さ）から採取された不攪乱土の中にはベーン剪断強度が 6000 N/m^2 以上のものがあり、また制限水位時に地上に露出する高水敷には 10000 N/m^2 を超えるものが存在する。これらが流水による洗掘を受ける場合、河床面は軟弱な底泥のそれとは異なった縦横断形状を示し、その流水抵抗も複雑なものとなることが予想される。

このような観点から塑性状態のベントナイト（ベーン剪断強度にして $3000 \sim 4000 \text{ N/m}^2$ ）を用いて管路による洗掘実験を行った所、河床波を伴う洗掘形態が確認された。

2. 実験装置および実験方法

2-1. 実験装置

実験水路は高さ2cm、幅14cmの横長の長方形断面を持つ透明なアクリル製管路である。高流速を必要とするため、上流側はポンプと直結してある。断面急変による急激な水頭損失や特異な乱れの発生を防ぐため、漸縮する導流部を設置してある。一樣断面部の長さは2mである。

試料は水と混合して練り混ぜ、所定の含水比（130～160%）に調整してから試料箱に充填して水路の一樣断面部に取り付けられる。試料箱は流下方向に25cm、水路幅方向に12cmの内のりを持つ透明アクリル製で、その底は上方ヘジャッキにより押上げることができる。試料設置部は流水剪断力が流下方向に変化しなくなる位置である。この部分を含む長さ40cmの区間の損失水頭を差圧計で読み取り、これから流水剪断力を求めた。

長時間に及ぶ大流量の通水が必要であるため、濁質が混入した使用後の水を一旦地下水槽に戻したのち、再使用せざるを得なかった。このため、試料設置部よりも上流側の濁度が時間的に変化する。したがって、本実験においては濁度の測定を行わなかった。

2-2. 実験方法

平坦な試料面に対して約 300 cm/sec の流速で通水すると、ほぼ30～40分で試料表面はウロコ状の河床波で覆われる。ここで流速を下げると波峰の数は減少、波高は増大を始める。このような河床波の変化が落ち着くまでその流速を保つが、その間河床波の平均高が管路の底面と同じになるように試料箱の底を

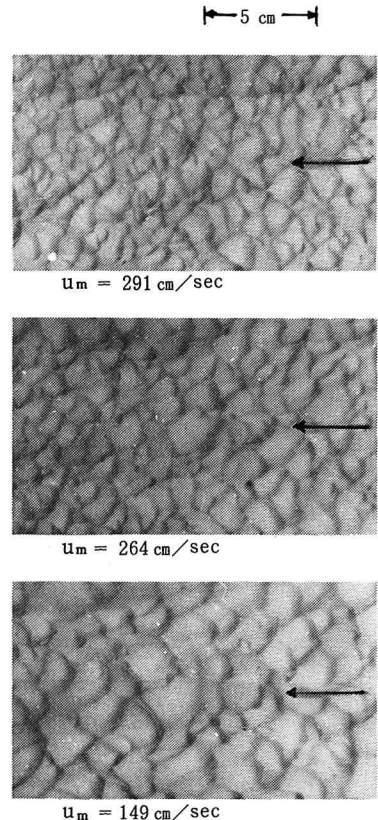


写真-1 ベントナイト河床波

ジャッキアップして調節した。流速の変化に対する河床波の応答の一例を写真-1に示した。

河床波の変化の記録は透明な管水路の上面からの写真撮影によるとともに、いくつかのケースについては通水終了後、試料箱を取り外して縦断形状の測定を2 cm間隔に設けた4測線について行った。これは目盛の刻んである薄いプラスチック板を各測線に差し込み写真撮影することによって。

流速を下げてから河床波の変化が落ち着き平衡状態に至るまでの時間は流速の大きいものでは20分から30分程度であったが、低流速の場合、変化がゆっくり進むため1時間から1時間半を要した。

3. 実験結果の概要

3-1. 河床波の発生

通水開始前の試料表面はコテで整形されて平滑になっているが、300 cm/sec前後の流速で通水すると、長さが数mmから1 cm程度の縦筋状のくぼみが散在し始める。これらは初期の段階では極めて微小であり、水路側壁から照明を当てることによって初めて確認される。通水開始直後の流水剪断力は約20 N/m²、抵抗係数 f にしてはほぼ0.02である。

洗掘の進行とともに微小な縦筋状くぼみは成長し、上流側を向いたくさび状くぼみの状態を経て、背後に渦を滞留しているように見える上流側に凸な弓形の峰線群が形成される(写真-2)。これらの数が増えて試料表面は3次元的なウロコ状河床波で満たされる。このときの流水剪断力は30~40 N/m²、抵抗係数 f にして0.03~0.04である。

3-2. 河床波と流況の関係

前節の状態から流速を下げると波峰数は減少し、波高は増大することは前述のとおりであるが、ここでは流況と波高、



写真-2 弓状の波峰線群

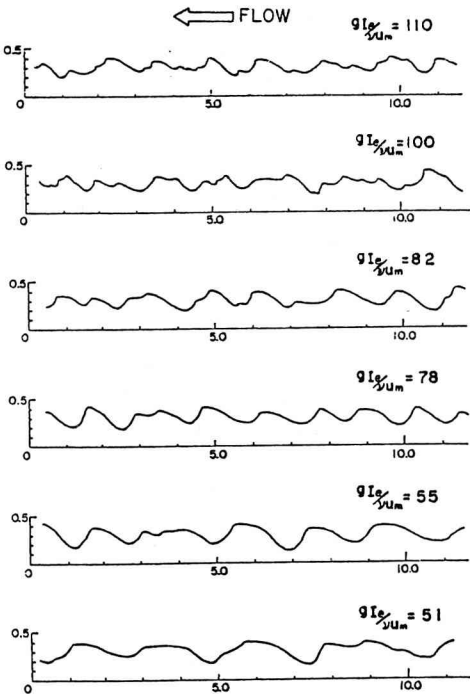


図-1. 縦断形状とパラメータ $gI_e / \nu u_m$

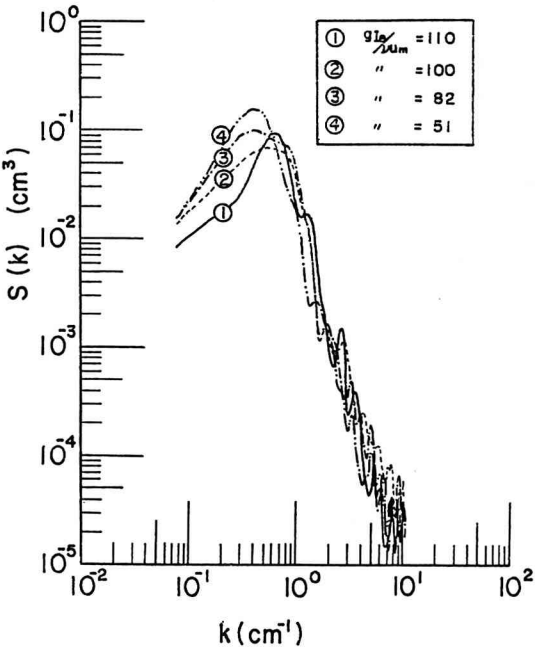


図-2. ベントナイト河床波の波数スペクトル

波長など河床波の特性量との関係を定量的に整理した結果を示す。流水剪断力や流速といった情報を含むようにすると、波高、波長のような長さの次元をもつ諸量は次元解析的に次のように整理される。

$$1/L^2 \sim gIe/\nu um \dots\dots\dots (1)$$

ここで、L；波高あるいは波長、g；重力加速度、Ie；動水勾配、ν；水の動粘性係数、um；平均流速である。

本実験の場合、一様断面の管内流であり、乱れエネルギーの生成および直接散逸によって消費される平均流のパワーの断面平均値 $gIe/\nu um$ はその断面内でのエネルギー散逸率の平均値 ϵ_m に等しい。すなわち、平均流のエネルギー方程式¹⁾を断面にわたって積分して断面積で除した式

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} \int_A u_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{u_1^2}{2} + g x_2 + \frac{p}{\rho} \right) dA \\ = - \frac{1}{A} \int_A \overline{u_1' u_2'} \frac{\partial u_1}{\partial x_2} dA - \frac{1}{A} \int_A \epsilon_d dA \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

において左辺は $gIeum$ となり、乱れエネルギーの生成と直接散逸に対応する右辺の2つの項は、等流・定常状態の仮定よりその断面内で散逸される全エネルギーを断面積で除したものに等しくなければならない。(2)式において、 x_1 は流下方向に、 x_2 は鉛直上向きにとった座標である。また、乱れエネルギー $\overline{u_1' u_1'}/2$ の断面平均は um^2 に比例するものとすれば、(1)式において導入されたパラメーター $gIe/\nu um$ はエネルギー散逸率と乱れエネルギーのそれぞれの断面平均の比を表わしていると考えることができる。

図-1は各流況における縦断形状の一例であるが、パラメーター $gIe/\nu um$ が小さくなるに従って河床波の高次モードの成分が消失していることがわかる。ただし、これらは同一のケースの経時変化を示しているものではない。

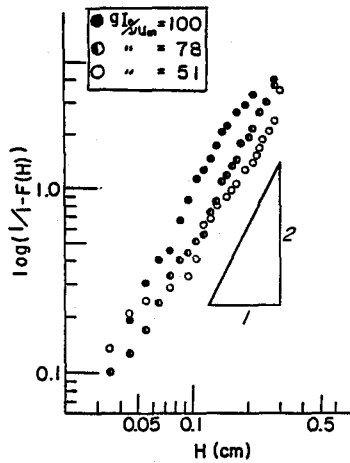


図-5. 波高分布

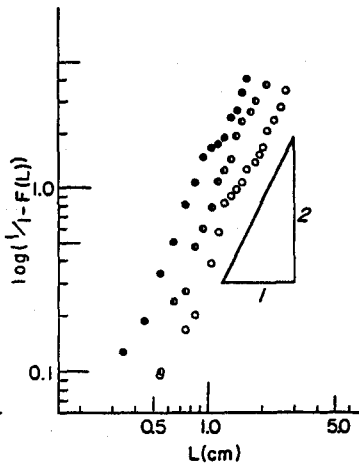


図-6. 波長分布

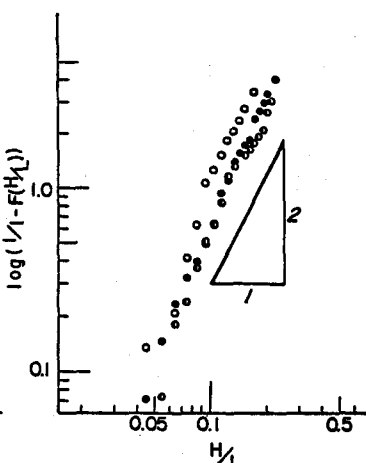


図-7. 波形勾配の分布

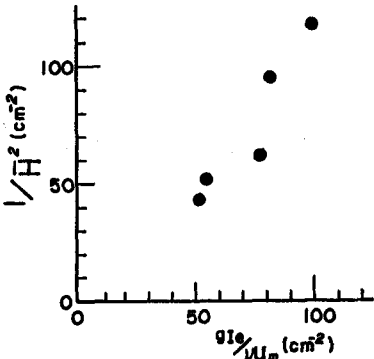


図-3. 平均波高とパラメーター $gIe/\nu um$

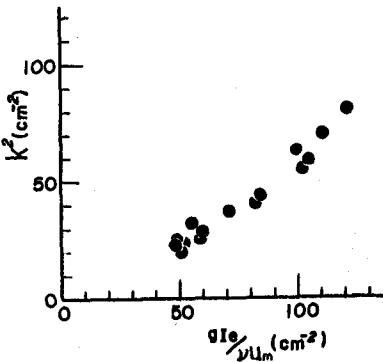


図-4. 平均波数とパラメーター $gIe/\nu um$

河床波の縦断方向の波数スペクトルの一例を図-2に示す。エネルギー散逸が緩慢になるに従ってピークが低周期側へ移動し、一方パワー自体は大きくなっていることがわかる。

図-3および図-4は、それぞれ平均波高と平均波長のパラメータ gI_e/ν_{um} に対する変化を示したものである。これら長さの次元を持つ河床波諸量の逆数の自乗はパラメータ gI_e/ν_{um} とほぼ一次の関係で結ばれているようである。平均波高は縦断形状の測定値からトラフ・ツ

ー・トラフで抽出したものの平均値であり、平均波長は水路上面から撮影した写真を用いて、側壁付近を除き1cm間隔で設置した流向に平行な9本の測線を河床波の波峰線が横切る間隔の平均値である。図-4において k は平均波長 $\bar{\lambda}$ を用いて $2\pi/\bar{\lambda}$ で定義した。

図-5、図-6および図-7は、それぞれ波高、波長および波形勾配の確率分布を示したものであり、 F は確率分布関数である。3者とも、ほぼレイリー分布に従うと言えそうである。波高および波長がパラメータ gI_e/ν_{um} の減少に従って大きくなっていることはこれまでの結果のとおりであるが、波形勾配については gI_e/ν_{um} による変化はあまり顕著ではなく、図中の白丸で示されるような低流速のケースでは他の場合に比べて小さくなる傾向がありそうである。なお、図-6の波長は波高同様、縦断形状の測定結果からトラフ・ツ・トラフで抽出したものである。

図-8は走時曲線の一例である。このケースでは3段階にわたって流速を下げている、図中の点線は平衡状態と判断した時点を示している。右端にその時点におけるパラメータ gI_e/ν_{um} の値を示してある。○印が波峰の発生、×印が消滅を意味している。波峰の消滅は波峰線の密集した部分に頻繁であり、消滅した波峰のすぐ上流に位置するものはその後も長く存在する傾向がある。これは図-1と対比してみると大きな波峰同志の間にある小さな波峰が消滅しているものと想像される。また、あるひとつの平衡状態から流速を下げてつぎの平衡状態に至るまでの間、波峰線は流下方向に移動する傾向があることがわかる。

4. 実験結果の考察

これまでの結果から、ベントナイト河床波は大きなエネルギー散逸の下では細かく（波高、波長が小さく）、エネルギー散逸が緩慢な流れの中では粗く（波高、波長が大き）くなり、その定量的表現はパラメータ gI_e/ν_{um} の導入によって明確になされることがわかる。ここではこの現象の背後にある物理的機構について考察する。

図-9は平衡状態におけるベントナイト河床波の形状と流水の乱流状態の関係を抽象的に表現したものである。本実験においては乱流の測定は行っておらず明確なスペクトルの形は不明であるが、既応の研究²⁾からの類推によれば、図中の曲線はそれほど不適当なものではないと思われる。

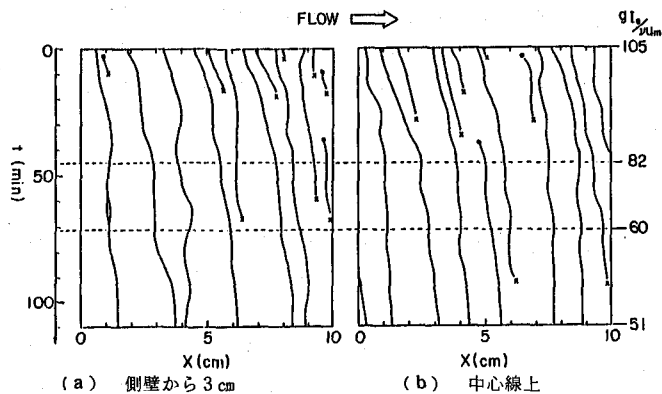


図-8. 走時曲線

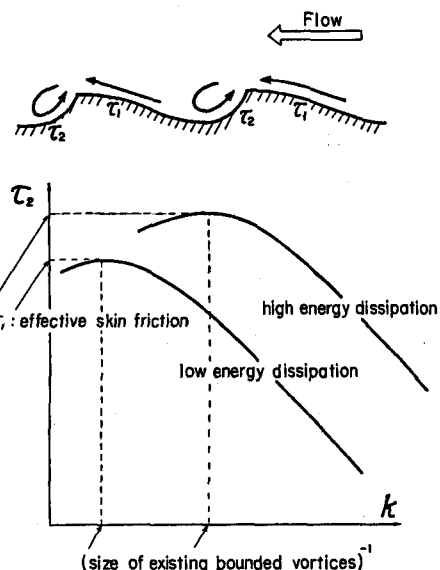


図-9. ベントナイト河床波のモデル

図中 τ_1 は順流による直接的な流水剪断力である。 τ_2 は波峰背後の剥離渦による剪断力であり、剥離渦が持つエネルギー密度と類似した傾向を示すものと思われる。洗掘による底面の低下速度 $\partial\eta/\partial t$ が作用する流水剪断力の一価の関数であるとするれば、 $\tau_1 = \tau_2$ が成立するような大きさの渦は、河床波が当初の形状を維持するため、洗掘が進んでも波峰背後から抜け出すことができないという仮定がこの図の意味するところである。

パラメター $gIe/\nu um$ が全断面にわたる平均的なエネルギー散逸率 ϵ_m と乱れエネルギー $(u_i' u_i' / 2)_m$ の比率を表わすものであることは 3-2 で述べたが、粘性によるエネルギー散逸 ϵ_m は乱れのパワースペクトルの 2 次モーメントに比例³⁾ し、一方、 $(u_i' u_i' / 2)_m$ は乱れエネルギーの大きさそのものであり、乱れのパワースペクトルの 0 次モーメントで表わせるから、結局、パラメター $gIe/\nu um$ は乱れのパワースペクトル $S(k)$ を用いて

$$gIe/\nu um = \alpha \int_0^\infty k^2 S(k) dk / \int_0^\infty S(k) dk \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

と書くことができる。ここで α は比例定数である。従ってパラメター $gIe/\nu um$ は図-9 に見られる乱れのパワースペクトルの高周波側への片寄りの度合を表わす。すなわち、 $gIe/\nu um$ が大きいほど図中の曲線は右側へ移動することになる。つまり、 τ_1 の値が同じであれば、このパラメターが大きいほど波峰背後に束縛される渦の径は小さくなる。しかし、この条件は τ_1 と τ_2 の相対的な大きさについて述べるだけであり、それらの絶対値をきめるものではない。

図-10 および図-11 は、それぞれ河床波の平均波高 $\bar{H}$ および平均波長 $\bar{L}$ を長さのスケールとして選んだ場合のレイノルズ数の検討を試みたものであるが、このように定義したレイノルズ数は一部の低流速の領域を除いてほぼ一定値としてよい。束縛渦とすれば、円柱流れからの類推により $Re \approx 30$ 程度であろうが、ここでの値は 2000 を超えている。つまり、波峰背後の渦の束縛は間欠的なものであり、渦の放出が生じていると想像される。したがって上記の τ_2 は常に働いているものではなく、間欠的な運動の周期より十分長い時間 T に関する平均値

$$\bar{\tau}_2 = \frac{1}{T} \int_0^T \tau_2 dt \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

に対応するものである。

ここで局所的な Re 数、 $um \bar{H} / \nu$ 、 $um \bar{L} / \nu$ が一定であるとすることは、河床波の形状に対して運動学的・幾何学的な条件が付加されることを意味する。これによって τ_1 あるいは τ_2 が決定できないことによる情報の不足が補われ、本実験におけるベントナイト河床波の抵抗則を導出することができる。すなわち、図-3 の結果から

$$1/H^2 = A gIe/\nu um \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

図-10 の結果から

$$\frac{um \bar{H}}{\nu} = Re_2 = C (= 2085) \quad \cdots \cdots \cdots (6)$$

なる関係を仮定し (ここで A は比例定数)、さらに、

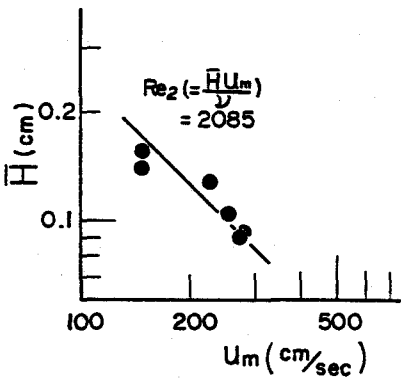


図-10. 平均波高と平均流速

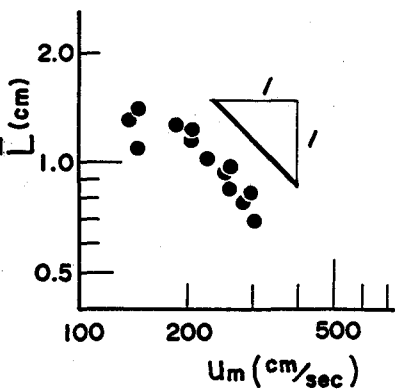


図-11. 平均波長と平均流速

$$I_e = \frac{f' u_m^2}{2 g R} = \frac{f u_m^2}{8 g R} \quad \dots\dots\dots (7)$$

を用いて抵抗係数 f は次のように与えられる。

$$f = \frac{2}{A C^2} Re_1 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで Re_1 は管路の動水半径の 4 倍を代表的長さとして選んだ場合のレイノルズ数 $4 u_m R / \nu$ である。ここでの実験結果における定数 A の値 (1.07) を用いれば (8) 式は次のようになる。

$$f = Re_1 / 2.32 \times 10^6 \quad \dots\dots\dots (9)$$

図-12 は本実験における Re_1 と f の関係を示したものであるが、一部の低流速の領域を除いて (9) 式はこれらの実験結果を説明できると言える。ここに示した Re_1 の領域はニクラゼの実験結果やムーディ図表において乱流の抵抗則が滑面から粗面へと変化する領域にあたる。ベントナイト河床波の抵抗則は定粗度の曲線群を横切りながら変化する。

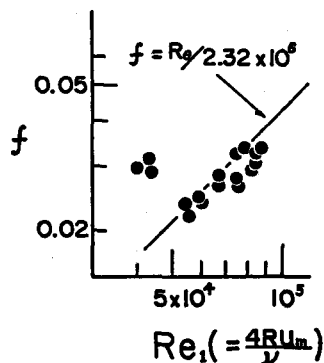


図-12. ベントナイト河床波の抵抗則

5. おわりに

塑性状態のベントナイトが流水による洗掘を受ける場合、ある条件下では河床波を伴う洗掘形態を示し、その特性は流水の乱流状態と密接な関係にある可能性が指摘された。さらに、これらの関係から抵抗則についても多少の説明を与えることができた。

本報においては、工学的に最も必要とされる洗掘量そのものを評価するまでには至っていない。しかしながら、粘性土においても河床波の存在下では形状抵抗をも内包していることになる見かけの流水剪断力 $\rho g RI$ と洗掘量の関係を直接定式化するに先立ち、まずその洗掘機構の解明を行うことは重要である。

既に著者らは、ダム貯水池において採取した低含水比の不攪乱土の中にもここで示したものと類似した洗掘形態を呈するものがあることを実験により確認しており、現地底泥に対してもここに示したような検討を行わなくてはならない。

本研究における実験について、多くの有意義な御指導を頂いた東北大学技官 山路弘人氏に感謝の意を表する。

参考文献

- 1) 例えば、P. A. Madsen and I. A. Svendsen : Turbulent bores and hydraulic jumps J.F.M. (1983) vol. 129.
- 2) 例えば、J. O. Hinze : Turbulence, Mc Graw-Hill, p. 531.
- 3) 例えば、日野幹雄 : 流体力学, 朝倉書店, p. 219.