

文献調査委員会

ペルシャ湾の海中石油タンク

Dock & Harbour Authority/木本 英明
ブリストル海峡での潮力発電

Proc. of I.C.E./小森 修蔵
掃流砂に及ぼす水温の影響

Proc. of A.S.C.E., WW/白砂 孝夫
移動床水路における波の伝播と水路床面の不安定性

Jour. of Fluid Mechanics/銚川 登

ペルシャ湾の海中石油タンク

“Middle East Underwater Oil Storage Tank”

Dock & Harbour Authority

Vol. 49, No. 573, pp. 99~100, July (1968)

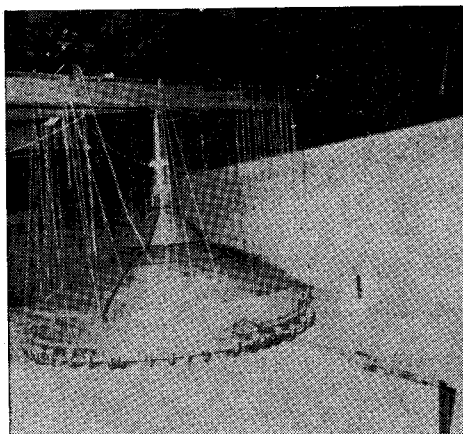
(1) 概 要

海中貯蔵石油タンクがペルシャ湾のデュバイ (Dubai) の沖合、65 マイル (104 km) の地点の海底に、デュバイ石油会社 (Dubai Petroleum Company) によって設置されようとしている。この海中石油タンクは従来の石油ベースや陸岸の貯蔵タンク、およびパイプラインなどの施設を無用とするものであり、狭水路の入港が不可能な巨大船が直接このタンクにけい留し、原油の荷役を行なうことができる。しかもかなり天候条件が悪くても可能なように設計されている。ちなみに、この海中タンクの諸元を列挙すると次のようである。

形 状：ロートを逆にした形で柱が海面より突き出している (写真-1, 2, 図-1 参照)。

径：270 ft (81 m)

写真-1 海中タンクの模型



高 さ：205 ft (61.5 m)

設計条件：

波 高 40 ft (12 m)

風 力 100 マイル/時間

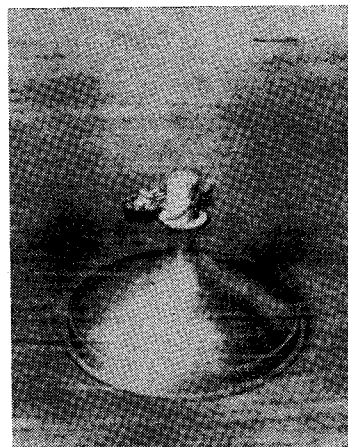
このタンクは、シカゴ橋梁鉄骨会社 (Chicago Bridge and Iron Company) によってデュバイの海岸で製作され、所定の地点まで曳航し、水深 155 ft (46.5 m) の海底にすそをパイルによって固定して設置されることになっている。

荷役は、水と油は混合しないという原理を応用して、石油を注入するときは水を追い出しながら油をポンプで押し込む操作になっている。石油を取り出すときはその逆の操作が行なわれるように設備されてある。

(2) 研究経過

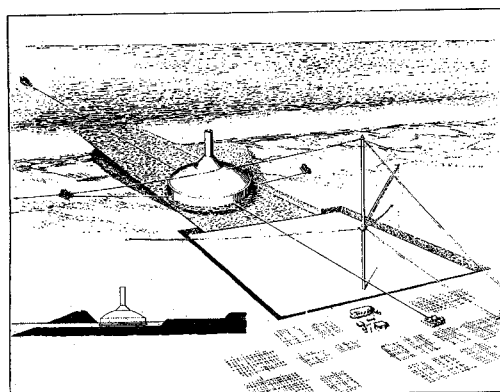
海中石油タンクは波の絶え間のない打撃に耐え、潮流による圧力、20年以上にわたる海水による腐食などに耐えねばならないので、その建設には非常に困難がともなう。とくにこの20階建ての建物に相当する高さの構造物を海中に製作するのは困難な問題である。この海中タンクの製作のため

写真-2 海中タンクの設置図



に設計、実験、開発、研究などに4年間の年月が費された。CB & I (シカゴ橋梁鉄骨会社) の研究陣は、ペルシャ湾の海底条件によって生じる問題について検討し、一方他のコンサルタントはタンク製作作業、その曳航、そして沈

図-1 ドライドックからの曳航



設作業などについて検討を加えた。一方設計者は 1/50 の模型を用いて海底にタンクを設置する場合の主要な問題の解明に努めた。また油と水の置き換えによる荷役操作についても研究された。海水と油の分離、容量の測定方法、油とガスの分離、ワックスやスラジの除去などの問題についても解明された。周囲の条件や操作についての条件、問題などは 2 年前にメキシコ湾に設置された海底タンクの経験により、かなり補完された。

なお、この巨大な海底タンクを製作地点から最終の設置地点まで運搬するために以下に示す 3 つの大きな問題がある。

- 1) 特別製のドライドックの配置
- 2) 曳航時の耐航性と安定性のあるタンクの設計
- 3) 安定した自己沈設構造

上記の問題を含め、種々の研究、開発がその道の専門化によって実施され、また協力が行なわれていよいよ 4 年間の苦勞が実りつつある。 (委員 木本 英明)

ブリストル海峡での潮力発電

“Estimated Effects of a Barrage on Tides in the Bristol Channels”

Heaps, N.S.

Proc. of I.C.E., Vol. 40, pp. 495~509, August (1968)

(1) はじめに

ブリストル海峡の大きな潮差を利用して潮力を発電に変える可能性が技術者によって考えられている。海峡に流れをしゃ断するようにせきを設けた場合(越流しないように高くする)、それが潮にどの程度影響を与えるかを知っておくことはきわめて重要である。この論文では潮位と潮流に起る変化について調べることにする。ここで採用する方法は、流れを 1 次元的に考えており、かなり単純化されている。

まず、最も簡単な M_2 潮(主太陰半日周期)のみを考慮に入れることにする。将来はいろいろな潮を一緒に考慮するつもりであるし、さらに浅海の影響でおこる非線型性をも考慮しなければならない。また 1 次元として取り扱ったが、海峡幅が急に変わるようなところでは当然のことながら、2 次元以上の取り扱いをしなければならない。

(2) 基本式と計算方法

せまい海峡における潮の挙動に対する連続と運動の方程式は Proudman により次のように与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial x}(Au) - b \frac{\partial \zeta}{\partial t} \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{1}{g} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{2\pi}{\tau} u \right) \dots \dots \dots (2)$$

$$\text{ここに } \frac{2\pi}{\tau} = \frac{8}{3\pi} \left(\frac{\kappa}{h} \right) C \dots \dots \dots (3)$$

であり、 g : 重力の加速度、 x : 海峡の奥から入口の方へ向かっての長さ、 t : 時間、 A : 平均海面時の各断面の断面積、 b : 平均海面時の各断面での海峡幅、 h : 各断面での平均深さ $= A/b$ 、 ζ : 平均海面からの海面の高さ、 u : x 方向への平均潮流速、 C : 潮流 u の振幅、 κ : 摩擦係数

海峡における潮汐の振動周期を T とすると

$$\zeta = Z_1 \cos \frac{2\pi t}{T} + Z_2 \sin \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (4a)$$

$$u = U_1 \sin \frac{2\pi t}{T} - U_2 \cos \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (4b)$$

ここに Z_1, Z_2, U_1, U_2 は x の関数である。

式 (1), (2), (3), (4a), (4b) より

$$\frac{d}{dx}(AU_1) = \frac{2\pi b}{T} Z_1, \quad \frac{d}{dx}(AU_2) = -\frac{2\pi b}{T} Z_2 \dots (5)$$

$$\frac{dZ_1}{dx} = 2\pi \left(-\frac{U_1}{gT} + \frac{U_2}{g\tau} \right),$$

$$\frac{dZ_2}{dx} = 2\pi \left(-\frac{U_2}{gT} - \frac{U_1}{g\tau} \right) \dots \dots \dots (6)$$

ただし

$$\frac{2\pi}{\tau} = \frac{8}{3\pi} \left(\frac{\kappa}{h} \right) (U_1^2 + U_2^2)^{1/2} \dots \dots \dots (7)$$

ここで 図-1 に示すように各断面に $i=0, 1, 2, \dots, N$ までの番号を与える。第 0 番の断面は海峡の一番奥であり、 N は奇数の整数とする。そして各断面は $1/2 \delta x$ だけ離れているものとする。

図-1 計算に用いたブリストル海峡の断面

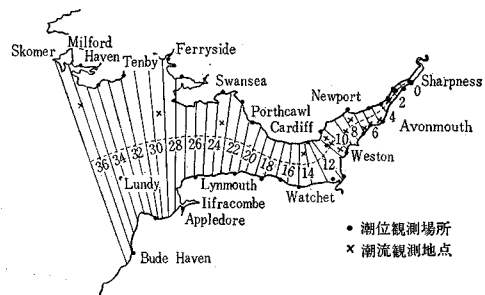


図-1 では $N=37$ であり、 $\delta x=10.22 \text{ km}$ である。 $i=0, 2, 4, \dots, (N-1)$ のような偶数断面上で潮流速 u を求め、 $i=1, 3, 5, \dots, N$ のような奇数断面上で潮位 ζ を求める。

そして式 (5), (6) を次のように書き直す。

$$\delta(AU_1) = \frac{2\pi b}{T} Z_1 \delta x, \quad \delta(AU_2) = -\frac{2\pi b}{T} Z_2 \delta x \dots (8)$$

$$\delta Z_1 = \left(-\frac{U_1}{gT} + \frac{U_2}{g\tau} \right) 2\pi \delta x,$$

$$\delta Z_2 = \left(-\frac{U_2}{gT} - \frac{U_1}{g\tau} \right) 2\pi \delta x \dots \dots \dots (9)$$

表-1 ブリストル海峡の各断面の諸元

断面	b (km)	A (km ²)	$h (=A/b)$ (m)
0	1.65	0.00336	2.04
1	2.32		
2	1.78	0.00446	2.51
3	2.81		
4	4.48	0.0281	6.27
5	8.89		
6	7.98	0.0461	5.78
7	11.4		
8	16.0	0.0995	6.22
9	15.6		
10	16.0	0.187	11.7
11	14.5		
12	23.2	0.269	11.6
13	22.1		
14	22.4	0.376	16.8
15	22.4		
16	20.9	0.414	19.8
17	19.0		
18	20.5	0.463	22.6
19	22.8		
20	26.6	0.577	21.7
21	30.5		
22	40.2	0.878	21.8
23	44.2		
24	44.8	1.22	27.2
25	40.5		
26	41.1	1.36	33.1
27	39.0		
28	71.6	2.00	27.9
29	88.3		
30	87.7	2.77	31.6
31	87.7		
32	77.0	3.17	41.2
33	75.5		
34	77.0	3.37	43.8
35	83.7		
36	106.0	4.68	44.2
37	120.0		

i 断面における U_1, U_2, A , ($i+1$)断面における Z_1, Z_2, b , そして ($i+2$) 断面における A, h, κ がわかっていると, 式 (8), (9) より ($i+2$) 断面での U_1, U_2 , ($i+3$) 断面での Z_1, Z_2 を算出することができる。以下連続して上の計算を行えば, あらゆる断面での u, ζ を知ることができる。

計算に用いた各断面での b, A, h の値を 表-1 に示す。

(3) 計算結果

潮位と流速を

$$\zeta = H_1 \cos(\sigma t - g_1), u = H_2 \cos(\sigma t - g_2) \dots (10)$$

で表わすものとする。(式 (4a), (4b) もこのように変形できる)

この式の基準になる値として断面 4, 5 での値を用いる。

断面 5 で $H_1 = 13.9 \text{ ft}, g_1 = 202^\circ \dots (11)$

断面 4 で $H_2 = 3.55 \text{ knots}, g_2 = 320^\circ \dots (12)$

まず, せきを設けない場合の各断面における潮位と潮流速を観測値と計算値と比較してみると両者ともきわめてよい一致が得られることがわかった。

さて, いよいよせきを設けた場合の各断面での ζ, u を計算するのであるが, せきを設ける断面として $n=4, 6, 8, 10, 12$ の断面を考えた。その際, せきを設ける断面, すなわち第 n 断面と海峡入口にあたる第 37 断面の条件として

第 n 断面で $u=0$, すなわち $H_2=0$

第 37 断面で $H_1=7.87 \text{ ft}, g_1=155^\circ$

とする。

図-2~5 に計算結果を示す。図-2 にはせきを設けた場合の潮汐の振幅の変化を示す。断面 4 にせきを設けた場合はその位置で振幅が 1 ft 増加し, 断面 8, 10, 12 に設けた場合にはそれぞれ 0.5, 1.0, 1.5 ft 振幅が減少する。断面 6 にせきを設けた場合には潮汐の振幅はそれほど変化をきたさない。せきを設けると, 海峡の長さが短くなるような結果になるわけであるが, 一般的にいて潮汐に対する応答は弱くなるようである。

図-3 と 図-5 で潮位と潮流の位相の変化をみると,

図-2 せきを設けた場合に起こる潮位の振幅変化

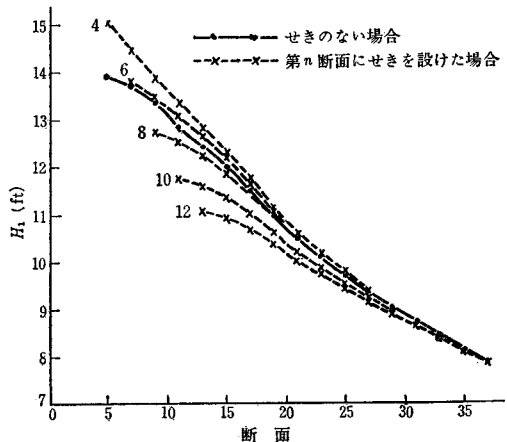


図-3 せきを設けた場合に起こる潮位の位相変化

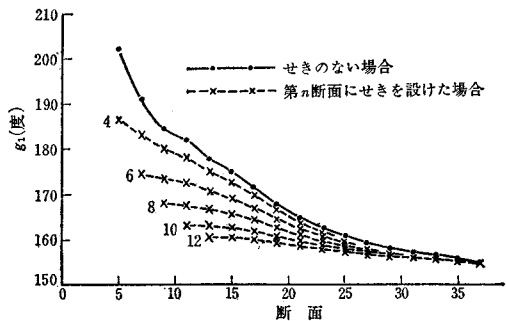


図-4 せきを設けた場合に起こる潮流速の振幅変化

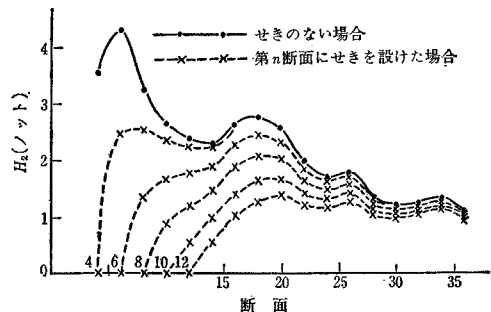
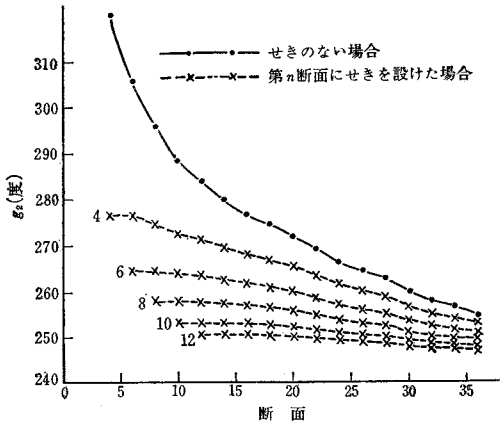


図-5 せきを設けた場合に起る潮流速の位相変化



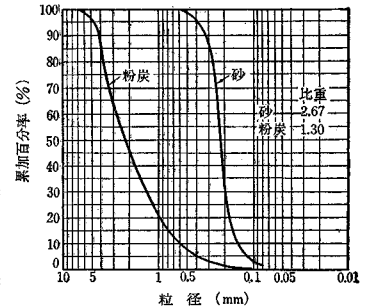
位相はいずれも小さくなっており、せきを設ける断面が海峡の入口に近くなるほど奥と入口との位相差が小さくなる。特に断面 12 にせきを設けた場合、潮流の位相は一定値となってしまい、海峡全体が一樣に上下に動くようになる。

図-4 には潮流の振幅を示す。せきがない場合には、海峡の一番奥近くで潮流振幅最大の点が現われたが、せきを設けると最大の点が海峡のまん中あたりに移ってくる。

今回の計算では、海峡の入口ではせきを設けても潮位が変わらないという条件を入れたが、将来は海峡の入口から、さらに海側の大陸棚すべてを含むような範囲に、領域をひろげて計算する必要がある。(委員 小森 修蔵)

装置が装備されている。実験は、平坦な河床からスタートし、一定流量、一定給砂量のもとに水面勾配および河床勾配が安定するまで続け、水位および河床高を測定した。河床材料には図-1 に示すような粒度を持つ砂および粉炭を用い、それぞれについて表-1 に示すような条件のもとに実験を行なった。

図-1 粒度加積曲線



(2) 実験結果

流砂量に関する実験条件および実験結果は表-1 に示すとおりである。単位幅流砂量をパラメータにし、エネルギー勾配水温関係を求めて、これよりさらにエネルギー勾配をパラメータとした単位幅流砂量水温関係を求めたものが図-2 である。これによれば、砂の場合には、同一エネルギー勾配において単位幅流砂量は水温の上昇とともに増加するが、粉炭の場合には逆の結果が生じている。両材料の物理的な差異は比重および粒度だけである。

河床形状を測定した結果、砂の場合においては、平均河床からの変動量は温度が低いほど、大であることが知れた。このことは、同一条件においては、マニングの粗度係数が水温の上昇(粘性係数は減少)とともに減少す

表-1 実験条件および結果

実験 No. (1)	流量 (ft ³ /sec) (2)	水温 (°F) (3)	流砂量 (lb/hr/ft) (4)	勾 配		水深 (ft) (7)	流速 (ft/sec) (8)	エネルギー勾配 (9)
				水面 (5)	河床 (6)			
(a) 砂 の 場 合								
1	1.87	40	5.6	0.001174	0.001426	0.521	1.197	0.001196
1	1.87	40	5.6	0.001125	0.000935	0.527	1.183	0.001109
2	1.87	60	5.6	0.001059	0.001432	0.523	1.192	0.001090
3	1.87	80	5.6	0.000954	0.000770	0.521	1.198	0.000938
4	1.87	40	13.3	0.001465	0.001762	0.482	1.294	0.001497
5	1.87	60	13.3	0.001282	0.001636	0.472	1.312	0.001322
6	1.87	80	13.3	0.001150	0.001352	0.461	1.352	0.001175
7	1.87	40	23.3	0.001657	0.001943	0.456	1.368	0.001693
8	1.87	60	23.3	0.001485	0.001788	0.443	1.409	0.001527
9	1.87	80	23.3	0.001205	0.001571	0.438	1.422	0.001258
9	1.87	80	23.3	0.001272	0.001498	0.422	1.476	0.001308
(b) 粉 炭 の 場 合								
1	1.27	40	5.5	0.000295	0.000515	0.461	0.918	0.000308
2	1.27	80	5.5	0.000313	0.000838	0.465	0.910	0.000342
3	1.27	40	9.6	0.000307	0.000830	0.441	0.960	0.000341
4	1.27	80	9.6	0.000420	0.000800	0.443	0.956	0.000444
5	1.27	40	2.3	0.000215	0.000770	0.491	0.861	0.000241
6	1.27	80	2.3	0.000207	0.000644	0.478	0.886	0.000230
7	1.27	40	18.4	0.000447	0.000923	0.429	0.981	0.000481
8	1.27	80	18.4	0.000579	0.000899	0.412	1.027	0.000604

掃流砂に及ぼす水温の影響

“Effects of Water Temperature on Bed-load Movement”
 Franco, J.J.
 Proc. of A.S.C.E., WW,
 Vol. 94, No. 3 pp 343~352
 August (1968)

この報告は掃流砂量、河床形態および河床粗度に及ぼす水温の影響を調べるために W.E.S. で行なわれた実験の一部分を報告するものである。

(1) 実験設備および実験方法

実験水路は幅 90 cm, 深さ 30 cm, 長さ 22.7 m のアルミ製で 0~2.5/100 の範囲で、勾配を変えることができる。水路底から昇降機で河床材料を任意の速度で押し上げる給砂装置と給水する水の温度を一定にするための暖冷

ることを意味しており、これらの実験結果を図示したのが 図-3 である。

図-2 流砂量-水温関係

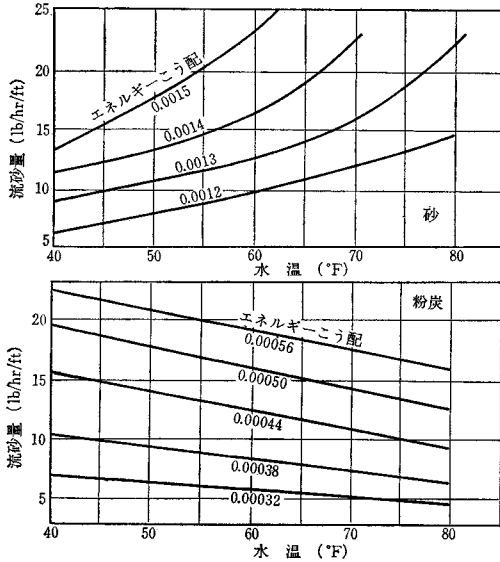
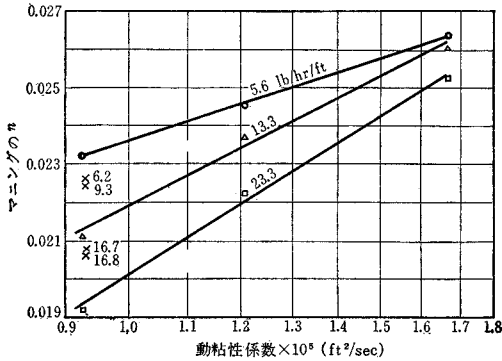


図-3 粗度係数 n -動粘性関係 (砂の場合)



(委員 白砂 孝夫)

移動床水路における波の伝播と水路床面の不安定性

“Wave Propagation and Boundary Instability in Erodible-bed Channels”

Gradowczyk, M.H.

Journal of Fluid Mechanics, Vol. 33,

Part I, pp. 93~112 (1968)

(1) はじめに

移動床水路においては、水路床の不安定性によっていろいろの水路床形態が形成されることが知られている。これらの形態の数学的解析は 1) 不定流の基礎方程式に基づくもの、および 2) 流れのポテンシャル理論に基づ

くものふたつの方法によって行なわれてきた。この論文では 1) の方法により、移動床水路におけるかく乱波の伝播と水路床の不安定性について 1 次元的な解析を行なっている。

(2) 基礎方程式

流れの運動方程式および流砂の連続方程式を無次元表示で書くと次のようになる。

$$A \frac{\partial V'}{\partial x'} + B \frac{\partial V'}{\partial t'} + C' = 0 \dots\dots\dots(1)$$

ここで、

$$A = \begin{bmatrix} F^2 u' & 1 & 1 \\ h' & u' & 0 \\ q_1' M & q_2' M & 0 \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} F^2 T & 0 & 0 \\ 0 & T & 0 \\ 0 & 0 & T \end{bmatrix},$$

$$V' = [u', h', e'], \quad C' = \left[J \frac{u'|u'|}{h'^{(1+n)}}, 0, 0 \right],$$

$$q_1' = \frac{1}{Q_b} \frac{\partial q_b}{\partial u'}, \quad q_2' = \frac{1}{Q_b} \frac{\partial q_b}{\partial h'},$$

$$F^2 = \frac{U^2}{gH}, \quad T = \frac{L}{UT}, \quad J = \frac{C_b L U^2}{g H^2}, \quad M = \frac{Q_b}{UH}$$

u', h', e', x', t', q_b' は無次元化された流速、水深、水路床高、距離、時間、流砂量であり、 U, H, L, T, C_b は無次元化するのに用いられた特性的な流速、水深、距離、時間、流砂量、抵抗係数、 g は重力加速度である。

(3) 波の伝播

式 (1) の特性曲線は次式で与えられる。

$$\left(\frac{dx'}{dt'} \right) = \frac{T}{L} \left(\frac{dx}{dt} \right)_i = S_i \quad (i=1, 2, 3) \dots\dots(2)$$

ここで、 S_i は $A - S B = 0$ 、すなわち

$$F^2(T^2 S^3 - 2u'T^2 S^2) - TS(q_1' M + h' - u'^2 F^2) + (q_1' u' - q_2' h') M = 0 \dots\dots(3)$$

の解である。

多くの場合、流砂量は流量に比し小さいので、 $M \ll 1$ の場合について考える。 S を M のべき級数で表示し、式 (3) に代入して解を求めると次式が得られる。

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_1 = v_1 = u + (gh)^{1/2} + \frac{q_1' F + q_2' F^2}{2 F^2 + 2 F^3} M u + 0(M^2) \dots\dots\dots(4)$$

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_2 = v_2 = u - (gh)^{1/2} - \frac{q_1' F - q_2' F^2}{2 F^2 - 2 F^3} M u + 0(M^2) \dots\dots\dots(5)$$

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_3 = v_3 = \frac{q_1' - q_2'}{1 - F^2} M u + 0(M^2) \dots\dots\dots(6)$$

ただし、 $u' = h' = 1$ となるように U, H を選定した。式 (4), (5) は移動床水路における流れのかく乱の伝播速度を与える。これらによると、移動床であることがかく乱の伝播速度に及ぼす影響は M のオーダーであり、実際

には無視しうることがわかる。式(6)は水路床面のかく乱の伝播速度を与える。これによると、水路床面のかく乱の伝播速度は流速より非常に小さいことがわかる。

限界流 ($F=1$) 付近では、波の伝播速度は次式で与えられる。

$$v_1 = 2u + 1/4(q_1' + q_2')Mu + 0(M^2) \dots\dots\dots(7)$$

$$v_2 = -v_b = -[1/2(q_1' - q_2')M]^{1/2}u + 0(M) \dots\dots\dots(8)$$

(4) 水路床面の安定性

$\exp(ik)(x-vt)$ の型の波が移動床水路の流れを伝播するか否かを線型安定理論により考察する。微小かく乱を $\delta u'$, $\delta h'$, $\delta e'$ とし, u' , h' , e' の代りに $u' + \delta u'$, $h' + \delta h'$, $e' + \delta e'$ を式(1)に代入し, 2次以上の微小項を省略すると, 微小かく乱 $\delta u'$, $\delta h'$, $\delta e'$ についての線型偏微分方程式が得られる。

$$K\delta V = 0 \dots\dots\dots(9)$$

ここで

$$K = \begin{pmatrix} F^2 \left[T \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'} \right] + 2J \frac{\partial}{\partial x'} - (1+n)J \frac{\partial}{\partial x'} & T \frac{\partial}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'} & 0 \\ \frac{\partial}{\partial x'} & -nrM^* \frac{\partial}{\partial x'} & T \frac{\partial}{\partial t'} \\ 2rM^* \frac{\partial}{\partial x'} & -nrM^* \frac{\partial}{\partial x'} & T \frac{\partial}{\partial t'} \end{pmatrix}$$

$$\delta V = [\delta u', \delta h', \delta e']^T, M^* = \frac{M}{1-H}, H = \frac{\tau_0}{C_b \rho U^2}$$

n は定数 (マニング公式では $n=1/3$), τ_0 は限界掃流力, ρ は水の密度である。

式(9)から $\delta u'$, $\delta h'$, $\delta e'$ のうち2つを消去すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} (2+n)rM^* \frac{\partial^3 \phi}{\partial x'^3} - F^3 T^2 \frac{\partial^3 \phi}{\partial t'^3} \\ + (1+2rM^* - F^2)T \frac{\partial^3 \phi}{\partial t' \partial x'^2} - 2F^2 T^2 \frac{\partial^3 \phi}{\partial t'^2 \partial x'} \\ + 2JT^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t'^2} + (3+n)JT \frac{\partial^2 \phi}{\partial t' \partial x'} = 0 \dots\dots\dots(10) \end{aligned}$$

ここで, ϕ は $\delta u'$, $\delta h'$, $\delta e'$ のうちの1つを表わし, r は定数 (流砂量公式として Meyer-Peter & Muller 公式を用いると $r=3/2$) である。

安定条件を得るために, 次式で与えられる中立のかく乱を考える。

$$\phi = \phi^* \exp\{ik(x-vt)\} \dots\dots\dots(11)$$

式(11)を式(10)に代入すると, 虚数部から

$$v = 1/2(3+n)u \dots\dots\dots(12)$$

実数部から,

$$F_c^2 = \frac{4}{(1+n)^2} + \frac{8}{(1+n)^2(3+n)} rM^* \dots\dots\dots(13)$$

$H \ll 1$ のときは

$$F_c^2 \approx \frac{4}{(1+n)^2 [1 - C(d_m/h)^{3n/2}]} \dots\dots\dots(14)$$

ここで, C は正の定数, d_m は砂の平均粒径であり, 流砂量公式として Meyer-Peter & Muller 公式を用いている。式(13)によると, 移動床であることにより安定条件を与えるフルード数は大きくなる。すなわち, 流れは安定になる。また, 式(14)によると, 相対粗度 d_m/h が増すと F_c は大きくなる。

次に, 流速, 水深, 水路床高の微小かく乱による変化高 U^* , H^* , E^* の間の関係を求める。

$$\delta v' = [U^*, H^*, E^*] \sin k(x-vt) \dots\dots\dots(15)$$

とし, これらを式(9)に代入すると次式が得られる。

$$U^* = (v' - 1) \frac{u}{h} (A^* - E^*) \dots\dots\dots(16)$$

$$\left[1 + \left(2 - \frac{2+n}{v'} \right) rM^* \right] E^* = \left(2 - \frac{2+n}{v'} \right) rM^* A^* \dots\dots\dots(17)$$

ここで, $v' = v/u$ および $A^* = H^* + E^*$ は水面の微小かく乱による変化高である。式(12)を式(17)に代入すると, E^* が $M^* A^*$ に比例する。多くの場合, $M^* \ll 1$ であるので, 式(15)で与えられるかく乱 (伝播速度が式で与えられるかく乱) によっては水路床面にはかく乱が生じないことがわかる。

波長が短かいかく乱波を考える。かく乱波の波数を k とすると, $k = 2\pi/l$ (l は波長) であるから, 特性長として k^{-1} を用いると $J = S_0/kh$ (S_0 は水路床勾配) となる。波長が短かく (k が大きい), $J \ll 1$ の場合を考えると, 式(10)で J の掛かる項は無視される。式(11)を式(10)に代入し, $J=0$ とおくと, かく乱波の伝播速度として式(4)~(8)が得られる。前述したように式(4)あるいは式(7)で与えられる伝播速度の速い波と水路床面の波とはカップリングしないので, ここでは, 伝播速度が式(6)あるいは式(8)で与えられるようなかく乱波を考える。 $v' = v_b/u$ を式(16), (17)に代入すると, $F \approx 1$ の流れに対して,

$$E^* = \left[1 - \frac{1}{F^2} + \frac{2r}{F^4} M^* + 0 \left(\frac{M^2}{F^4} \right) \right] A^* \dots\dots\dots(18)$$

$$U^* = -\frac{u}{h} \left[\frac{1}{F^2} - \frac{2rM^*}{F^4} - \frac{2+n}{1-F^2} \frac{rM^*}{F^2} + 0 \left(\frac{M^2}{F^2} \right) \right] A^* \dots\dots\dots(19)$$

$F \approx 1$ の流れに対して,

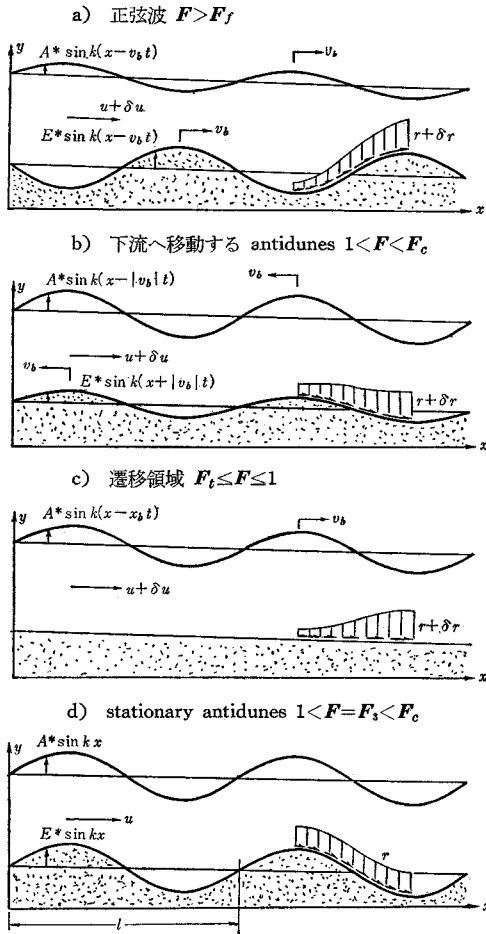
$$E^* = \{ [2(2+n)rM^*]^{1/2} + 2(2+n)rM^* + 0(M^{3/2}) \} A^* \dots\dots\dots(20)$$

$$U^* = -\frac{u}{h} \left\{ 1 + \left[\left(1 + \frac{n}{2} \right) rM^* \right]^{1/2} - (4+n)rM^* + 0(M^{3/2}) \right\} A^* \dots\dots\dots(21)$$

式(18)~(21)により, 種々の水路床形態が得られる(図-1)。

a) 常流 ($F < F_f$): 水路床面および水面の波はとも下流へ移動し, 位相はずれており, 流れは水路床の波

図-1 種々の水路床形態



の谷から山にかけて加速され、山から谷にかけて減速する。この形態は ripples あるいは dunes に相当する。他の水量を一定に保ち、流速だけを増加させていくと水路床の波高は減少し、 F が $F_f^2 = 1 - 2rM^*$ に達すると $E^* = 0 [(M/F)^2] A^*$ まで減少する。 F_f は ripples あるいは dunes から flat bed に変化する限界のフルード数である。

b) 射流 ($F > 1$): 水路床面および水面の波は同位相であり、上流へ移動する。流れは水路床面の波の谷から山にかけて減速し、山から谷にかけて加速する。この形

態は上流に移動する antidunes に相当する。

c) 遷移流 ($F_f \leq F \leq 1$): $F \approx 1$ では式 (20) により E^* は $M^{*1/2} A^*$ に比例し、水路床面の波の振幅は水面波の振幅より非常に小さく、“wash-out dunes” に相当する。

v_1 か v_2 の速度が移動する比較的波長の短い波について考える。 $v_1 \gg |v_b|$ であるから v_1 で移動する波は水路床面の波とはカップリングしない。したがって、 v_2 の速度で移動する波について考えると、次の3つの状態が考えられる。

d) 常流の antidunes: $F_1 < 1$ のときに $v_2 = 0 (v_b) < 0$ の速度で伝播する波が存在する。この場合は、水路床面および水面の波は同位相であり、上流に移動する。

e) 下流へ移動する antidunes: $F_2 > 1$ のときに $v_2 = 0 (v_b) > 0$ の速度で伝播する波が存在する。この場合は射流時に下流へ移動する antidunes に相当する。

f) stationary waves: $F = F_s > 1$ のときに、 $\Delta v = v_2 - v_b = 0 (M^2)$ で移動する波を前記の波 b) と e) の線型の組合せとして形成することが可能である。この場合は、 $E^* \approx A^*$ 、 $U^* \approx 0$ となり、stationary waves に相当する。水路床面および水面の波は同位相であり、水路床に沿ってせん断力は一定である。

$F > F_c$ のときは水面は不安定になり、砕波や跳水が生じる。この状態は chutes and pools に相当する。

なお、流れの基礎方程式として準定常流の方程式を用いると、a), b) の形態だけが導かれる。

(5) おわりに

流れの不定流の基礎方程式を用いて、ここで得られた結果とポテンシャル理論による Kennedy の結果を比較すると、 $(kh)^2 \ll 1$ の場合によく一致する。なお、Kennedy の理論では流砂量と流速の局所的な位相のずれを表わす δ を用いているが、不定流の基礎方程式を用いる場合にはこのような量を導入する必要はない。したがって、 δ は不定流の方程式を用いる代りに準定常流の方程式を用いたことに対する修正のためのパラメータであると考えられる。

(委員 鮎川 登)

コンクリート標準示方書

コンクリート標準示方書解説

人工軽量骨材コンクリート設計施工指針 (案)

プレバックドコンクリート施工指針 (案)

夏期講習会資料 (昭和 42 年度)

B 6判 438 ページ 定価: 1000 円 会員特価: 800 円

A 5判 356 ページ 定価: 1300 円 会員特価: 1000 円

B 6判 53 ページ 定価: 300 円 会員特価: 250 円

B 6判 38 ページ 定価: 220 円 会員特価: 180 円

B 5判 128 ページ 定価: 900 円 会員特価: 700 円