

塩水楔の性質について

運輸技術研究所 工学博士 浜 田 徳 一
同 堀 口 孝 男

1. ま え が き

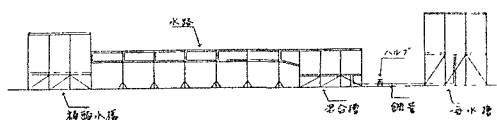
塩水楔の生ずる河口密度流については、混合のない二層流体としての観点から塩水楔の形状を算定することが近似的に可能である¹⁾²⁾。この場合、海水と河水の境界面に於けるセン断抵抗は表現に多少の差はあるが、いずれも表層流の平均流速の2乗に比例する量として表わされ、その抵抗係数は河川の実測記録から数多く得られている。この抵抗係数は二層流の流れを規定する内部フルード数、レイノルズ数、或は密度の垂直安定度等の関数であることが予想されるが、これらとの関係は未だ充分に明らかにされていない。また境界面のセン断作用による海水層内の流動は今まで無視されて計算される場合が多いのであるが、解の近似性を高める上からは海水の流動を省略せず、又海水の底面に於けるセン断応力も考慮すべきであろう。

今回の報告は河水と海水との界面における両者の混合を無視してもよいと考えられる場合につき、主として定常な塩水楔に作用する抵抗係数の性質を実験及び理論の面から考察したものである。

2. 実験装置及びその方法、測定量

この実験に用いられた装置は図一1に示す如く、樋頭水槽、水路、混合槽、海水槽から成り、水路の両側面と混合槽の一部はガラス、他は全て木製である。樋頭水槽は縦2m、横3m、高さ2m、水路は高さ0.5m、幅0.6m、長さ9m、混合槽は縦3m、横4m、高さ1.35m、海水槽は縦3m、横3m、高さ2mの大きさを持つている。淡水は通常の水道水を用いて樋頭水槽より水路へ流下させ、塩水としては海水を用いた。これは海から直接海水槽にポンプで揚水した。海水槽と混合槽は径3吋の鋼管で連結し、海水を混合槽に導く。海水の流量はこの鋼管にとりつけたバルブによつて調節される。混合槽には水路を流下した淡水と、海水槽から導かれた海水が存在し、海水量が大きければ海水は楔状になつて水路内へ侵入し、淡水は上に押し上げられて表層を流れる。ここで淡水流量を一定にし、海水流量を適当に調節すれば、塩水楔を定常的に保つことが可能である。混合槽の吐水口にはゲイトをつけ、水路の水位を任意に保てるようにしてある。尚、水路勾配は殆んど零である。

図一1 密度流実験装置



淡水は通常の水道水を用いて樋頭水槽より水路へ流下させ、塩水としては海水を用いた。これは海から直接海水槽にポンプで揚水した。海水槽と混合槽は径3吋の鋼管で連結し、海水を混合槽に導く。海水の流量はこの鋼管にとりつけたバルブによつて調節される。混合槽には水路を流下した淡水と、海水槽から導かれた海水が存在し、海水量が大きければ海水は楔状になつて水路内へ侵入し、淡水は上に押し上げられて表層を流れる。ここで淡水流量を一定にし、海水流量を適当に調節すれば、塩水楔を定常的に保つことが可能である。混合槽の吐水口にはゲイトをつけ、水路の水位を任意に保てるようにしてある。尚、水路勾配は殆んど零である。

実験に用いた淡水流量は 5 l/sec, 6 l/sec, 7 l/sec, 8 l/sec, 9 l/sec, 10 l/sec であるが、淡水の流速が大きくなれば楔の形成が困難となるのでそのような場合は省いてある。楔の先端より上流の淡水の水深を基準的な水深として 15 cm, 20 cm, 25 cm, 30 cm の4種に定めた。塩水楔の長さは、仮に水路と混合槽との接合部を河口端とするならば、それより上流へ 200 cm, 400 cm, 600 cm の3種類の長さを有するようにした。

測定した量は、塩水楔の形状、淡水層の流速分布、塩分濃度、海水流量等である。塩水楔は水路部分ではガラスを通して楔の形状が肉眼でとらえられるので、ポイントゲージによつて測定した。混合槽内では塩分濃度が急激に変化する点をもつて淡水の水深と考えた。これは実際の淡水の水深よりやや小となる。淡水層の流速はフोटотランズスター付プロベラ流速計で測定したが、海水層内の流速は微弱なるため測定困難であつた。塩分濃度は電気伝導度が塩分濃度によつて変化することを利用した濃度計を試作して測定した。海水流量は海水槽の1cm毎の水位変化の所要時間を時計記録紙上に自記せしめ、これより消費した海水流量を算出し平均的な値をとつた。尚、比重は比重計によつて測定したが、海水の比重は 1.017 から 1.026 の間にあつた。

3. 実験結果及び理論

以下の説明に使用する記号を予め次のように定める。

V ; 淡水流量

l ; 河口端から上流の塩水楔の長さ

a_0 ; 楔の先端より上流の淡水の水深

$$\varepsilon ; \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$$

S ; 塩分濃度

a_1 ; 淡水層の水深

a_2 ; 海水層の水深

$$a = a_1 + a_2$$

τ_s ; 表面のせん断応力

τ_i ; 境界面のせん断応力

τ_b ; 底面のせん断応力

座標軸は淡水の流れの方向に底面に x 軸をとり、鉛直上方に y 軸をとる。速度の x 成分を u , y 成分を v とする。淡水には suffix の 1 をつけ、海水には suffix の 2 をつける (図-2)。

図-2

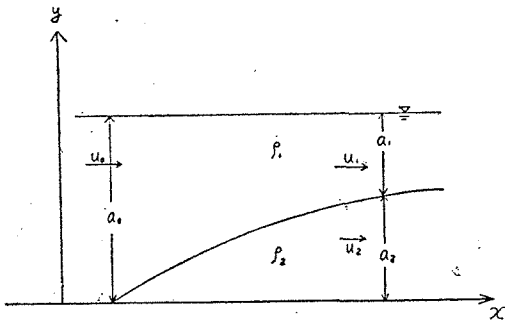


図-3

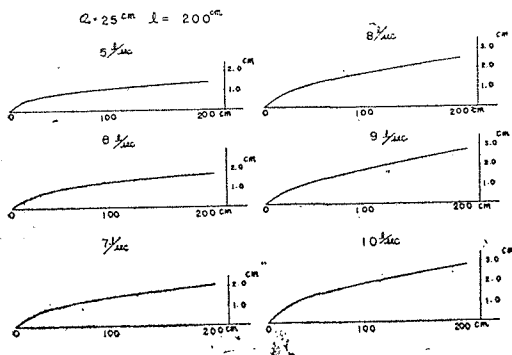


図-4

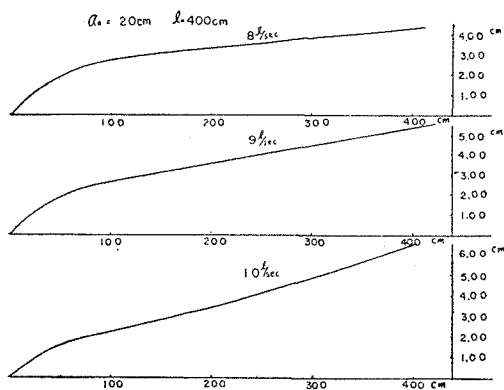


図-5

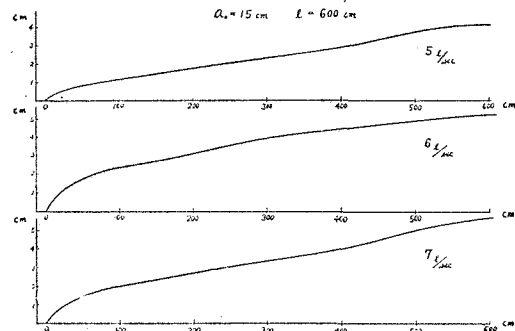


図-6

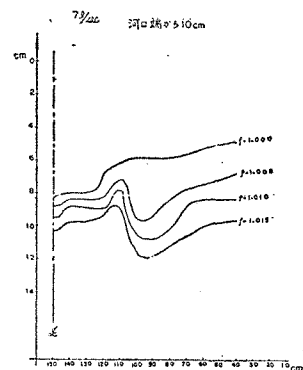


図-7

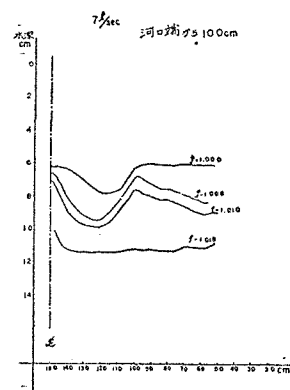


図-8

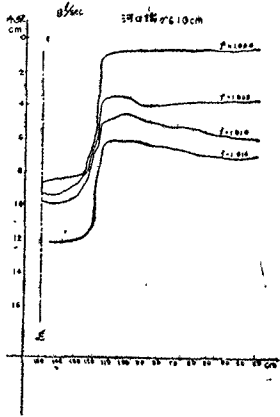


図-9

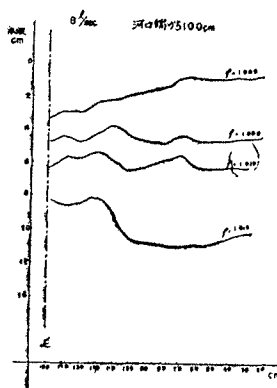


図-10

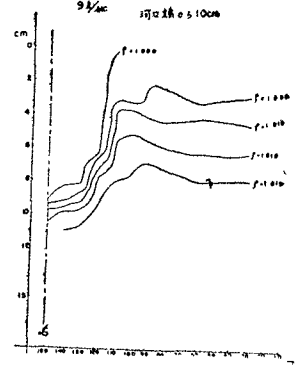


図-11

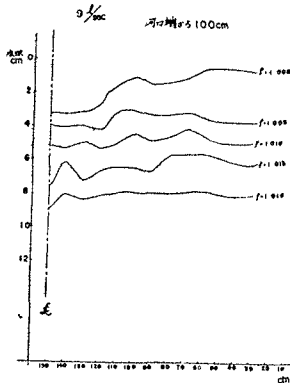
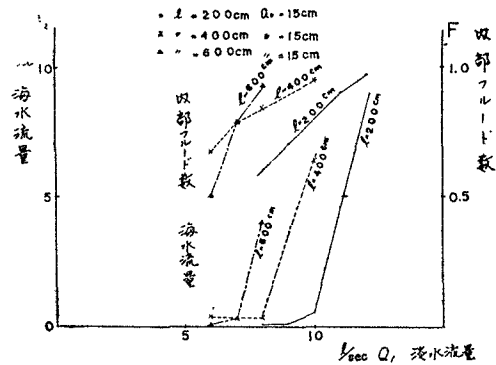


図-12



測定した塩水楔の代表的なものを図-3, 4, 5に示す。混合槽内の状態は比重の分布状態から調べた。これは河口端から下流へ 10 cm, 30 cm, 50 cm, 80 cm, 100 cm, 150 cm, 200 cm の距離に於て分布の状態を求めたが、図-6, 7, 8, 9, 10, 11, はその一例を示したものである。

表-1 内部波の記録

流量	7l/sec		7l/sec		10l/sec	
a_0	15 cm		15 cm		20 cm	
l	200 cm		400 cm		600 cm	
x	波高	波長	波高	波長	波高	波長
cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm
30			0.5	4.0		
50	0.5	5.5				
100	0.8	8.0	1.0	8.0	0.4	4.0
200			1.0	12.0	0.5	5.0
300			1.5	14.0	0.8	7.5
400					0.8	9.0
500					0.8	10.0
600						

い間は海水流量は高々 500 c. c/sec 程度であるが、それでもフルード数の大きい方が消費される海水流量は大きい傾向にある。ところがフルード数が1に近づくとき海水流量は急激に増加している。しかも混合槽内の混合が極めて大きくなっていることは、図-6, 7 に示した $a_0=15$ cm, $l=600$ cm, $V=7$ l/sec のものに比し、図-8,

塩水楔の表面には小さい内部波が発生し、この内部波の波長、波高は楔の先端からの距離が増せば共に増大して行く。その値は表-1 に記してある。内部波の波形勾配は総じてかなり大きな値で砕波し易く、楔の先端程この傾向が強いようである。この砕波によつて表層流に多少の海水が混入し、従つて塩分も増加する。また表層流の流下距離と共に波は発達するが、波の表面に更に小さい波面がつくられ、表層流の流速が大きくなる程この傾向は増している。このいわゆる Wavelet は発生消滅が甚だしい。従つてこのためにも海水の混入量は増加している。

これを海水の消費量からみるならば図-12 に示すものとなる。この海水の表層水への混入は水路及び混合槽の両者において行われ、混合槽内での混合が大部分を占めると考えられる。これには河口端に於ける内部フルード数の値も記入してある。表層流の性質をフルード数で表わすならば、フルード数が小

9, 10, 11 の $V = 8 \text{ l/sec}$, $V = 9 \text{ l/sec}$ に対する比重分布からも推定される。混合槽内の中心線上で、境界面の近傍の表層流のリチャードソン数 $Ri = \frac{-\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2}{\frac{1}{\rho} \cdot g \cdot \frac{\partial \rho}{\partial y}}$ 及び内部フルード数を求めると表-2 に示す値となる。これからみると 6 l/sec , 7 l/sec ではリチャードソン数もフルード数も 1 より小であるが, 8 l/sec , 9 l/sec では 1 より大きくなる。そしてこの実験ではフルード数が 1 を越した場合には界面の乱れが非常に発達している様に見える。

表-2 混合槽内の内部フルード数とリチャードソン数

河口端からの距離			10 cm		30		50		80		100		150		200	
流量 (l/sec)	l (cm)	a_0 (cm)	F	Ri	F	Ri	F	Ri	F	Ri	F	Ri	F	Ri	F	Ri
6	600	15	0.63	0.82			0.86	0.11 0.02 0.08	0.62	0.31 0.25	0.62	1.68	0.62	0.51 0.27	0.79	0.62 0.20 0.21
7	600	15	0.98	0.63 0.58	0.91	0.66 0.59 0.89	1.00	0.11 0.78			0.86	0.13 0.25			0.89	0.71 0.40 0.11
8	600	15	1.26	3.29 1.34	1.37	1.17 1.36	1.91	5.04 2.15			2.68	5.21 3.58	3.29	2.18 4.04	3.11	0.52 1.84 6.28
9	600	15	1.29	9.78 19.96 13.12	1.76	8.24 21.73 3.24	1.75	5.74 2.09 0.62	2.48	4.41 1.42	2.13	2.12 2.52 5.66 3.47			2.32	7.55 2.96 0.50

 F : 内部フルード数 Ri : リチャードソン数

Schijf 及び Schönfeld (3) に従えば、二層流体の連動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + g \frac{\partial a_1}{\partial x} + g \frac{\partial a_2}{\partial x} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + g(i_1 - i_b) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + (1-\varepsilon) g \frac{\partial a_1}{\partial x} + g \frac{\partial a_2}{\partial x} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + g(i_2 - i_b) = 0 \quad (2)$$

$$i_1 = \frac{\tau_i - \tau_s}{\rho_1 g a_1}$$

$$i_2 = \frac{\tau_b - \tau_i}{\rho_2 g a_2}$$

i_b は水路勾配 (この場合は 0 である)

問題を定常的とするならば

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial u_2}{\partial t} = 0$$

また $\tau_s = 0$, $u_2 = 0$, 従つて $\tau_b = 0$ とし, (1) 式より (2) 式を減ずれば,

$$\varepsilon g \frac{\partial a_1}{\partial x} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \tau_i \left(\frac{1}{\rho_1 a_1} + \frac{1}{\rho_2 a_2} \right) = 0$$

ここで $\rho_1 = \rho_2 = \rho = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)$ とする。

τ_i の表現形式として, $\tau_i = \rho \cdot k \cdot u_1^2$ をとるならば,

$$\varepsilon g \frac{\partial a_1}{\partial x} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + k u_1^2 \frac{a}{a_1(a-a_1)} = 0 \quad (3)$$

一方連続式は $a_0 u_0 = a_1 u_1$ (4)

(3) 式と (4) 式より k を求めれば

$$k = - \frac{\left(1 - \frac{u_1^2}{\varepsilon g a_1}\right)}{\frac{u_2}{\varepsilon g a_1} \frac{a}{a-a_1}} \cdot \frac{\partial a_1}{\partial x} \quad (5)$$

が得られる。 a の変化は極めて小さいので一定とし, $a = a_0$ とする。ここで $\left(-\frac{\partial a_1}{\partial x}\right) = \frac{\partial a_2}{\partial x}$ は塩水楔のその

図-13

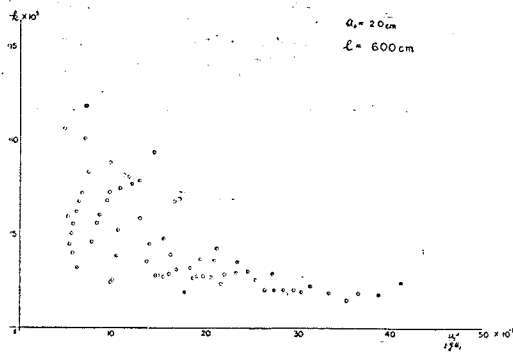


図-15

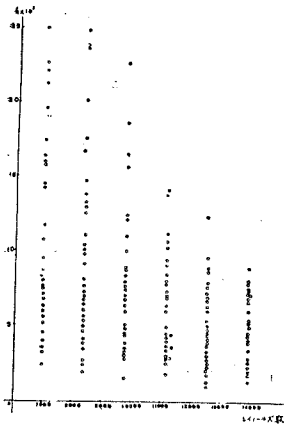


図-14

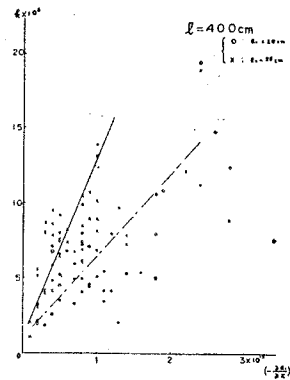
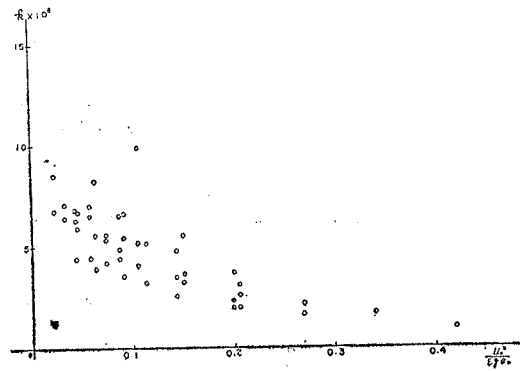


図-16



点に於ける勾配に相当する。(5) 式より抵抗係数 k はその点に於ける内部フルード数と楔の勾配に関係づけられる。(5) 式を用いて k の値を求め、フルード数との関係を 図-13 に、 $\left(-\frac{\partial a_1}{\partial x}\right)$ との関係を 図-14 に示した。また表層流のレイノルズ数との関係は 図-15 に示してある。一般にこの様にして求められた k の値は散乱の度合いが大きい、これは内部波の変動のため $\frac{\partial a_1}{\partial x}$ の値に誤差が含まれるからである。しかしながらフルード数の増加につれて k は減少し、或る一定値に収斂している傾向が見られる。また $\left(-\frac{\partial a_1}{\partial x}\right)$ が増加すれば k は増大し、レイノルズ数が大きくなれば却つて減少する傾向にある。

(3) 式に (4) 式を代入すれば次の式が得られる

$$\varepsilon g \frac{\partial a_1}{\partial x} - \frac{a_0^2 u_0^2}{a_1^3} \cdot \frac{\partial a_1}{\partial x} + k \frac{a_0^2 u_0^2}{a_1^2} \frac{a}{a_1(a-a_1)} = 0 \quad (6)$$

ここで $a=a_0$ と考え、楔の先端を原点にとり $x=0$ にて、 $a_1=a_0$ 、 $x=l_m$ にて、 $a=a_m$ なる境界条件を用い、 k の値を一定と見做して積分すれば

$$\frac{1}{4} \varepsilon g a_0 a_m^4 - \frac{1}{5} \varepsilon g a_m^5 - \frac{1}{20} \varepsilon g a_0^5 - a_0^3 u_0^2 a_m + \frac{1}{2} a_0^2 u_0^2 a_m^2 + \frac{1}{2} u_0^2 a_m^4 = -k a_0^3 u_0^2 l_m \quad (7)$$

両辺を $\varepsilon g a_0^4 a_m$ で割れば

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4} \left(\frac{a_m}{a_0} \right)^3 - \frac{1}{5} \left(\frac{a_m}{a_0} \right)^4 - \frac{1}{20} \left(\frac{a_0}{a_m} \right) - \frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0} + \frac{1}{2} \cdot \frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0} \cdot \frac{a_m}{a_0} + \frac{1}{2} \cdot \frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0} \cdot \frac{a_0}{a_m} \\ & = -k \frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0} \cdot \frac{l_m}{a_m} \quad (8) \end{aligned}$$

(8) 式からすれば k は楔の先端より上流のフルード数と関係を有し、同時に a_0/a_m と l_m/a_m とも関係する。(8) 式から求めた k と $\frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0}$ との関係は 図-16 に示したが、やはり $\frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0}$ の増加につれて k は減少し一定値に収斂する。

次に測定値から得られる a_0/a_m と l_m/a_m との関係を 図-17 に示した。ここでは l_m , a_m とともに河口端の値をとり, $\frac{u_0^2}{\varepsilon g a_0}$ は 0.04 から 0.20 の間に変化しているが, a_0/a_m と l_m/a_m との関係は 流量の変化に対して線型的であり, a_0 が小さくなるとき, また l が大きくなるとき共に右方へずれる。一方 $(a_0 - a_m)/l$ は塩水楔の平均的な勾配を表わすから, これと k との関係を求めると 図-18 の如くである。すなわち 楔の勾配が増加すれば k も増加する。(8) 式から塩水楔の形状を計算することが出来る。例として $V=8$ l/sec, $l=600$ cm, $a_0=20$ cm のときの計算値と実測値を 表-3 に示した。この時の k は 0.003 である。近似は極めて良好のようである。

図-17

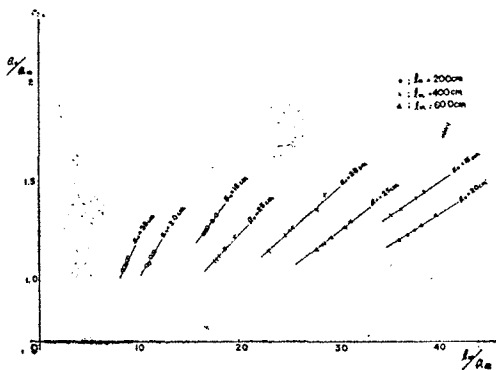


図-18

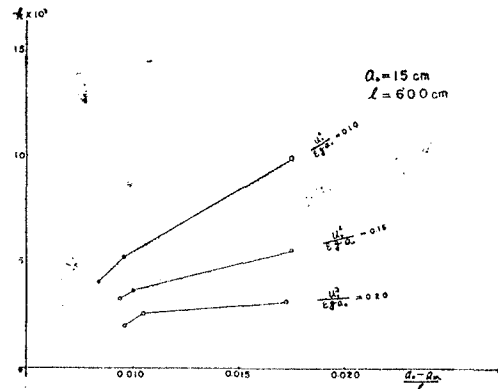


表-3 塩水楔の形状

x cm	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	550	600 ;
実測値: (cm) a_1	20	18.8	18.3	18.0	17.8	17.5	17.2	16.9	16.8	16.6	16.4	16.2	16.0
計算値: (cm) a_1	20	19.0	18.5	18.2	17.9	17.7	17.4	17.1	17.9	16.7	16.4	16.2	16.0

上記の方法では海水の運動を省略しているが, これを考慮して計算を進めれば次の様になる。但しこの場合も河海両水の混合は無視してよいものとする。

$$\rho_1 u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \rho_1 v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (9)$$

$$\rho_1 u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \rho_1 v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} = -\rho_1 g - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (10)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

$$\rho_2 u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + \rho_2 v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (12)$$

$$\rho_2 u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} + \rho_2 v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} = -\rho_2 g - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (13)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

(10) 式の左辺を 0 とし, $y=a$ にて $p=0$ とすれば

$$p = \rho_1 g(a-y)$$

よつて
$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_1 g \frac{\partial a_1}{\partial x} + \rho_1 g \frac{\partial a_2}{\partial x} \quad (15)$$

(13) 式も同様にすれば

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_1 g \frac{\partial a_1}{\partial x} + \rho_2 g \frac{\partial a_2}{\partial x} \quad (16)$$

(15) 式を (9) 式へ代入すれば

$$\rho_1 u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \rho_1 v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} = -\rho_1 g \frac{\partial a_1}{\partial x} - \rho_1 g \frac{\partial a_2}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (17)$$

しかるに

$$\rho_1 u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \rho_1 v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} = 2 \rho_1 u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + \rho_1 \frac{\partial (u_1 v_1)}{\partial y} = \rho_1 \frac{\partial u_1^2}{\partial x} + \rho_1 \frac{\partial (u_1 v_1)}{\partial y}$$

これを y について積分すれば

$$\int_{a_2}^a \rho_1 \frac{\partial u_1^2}{\partial x} dy + \int_{a_2}^a \rho_1 \frac{\partial (u_1 v_1)}{\partial y} dy = \rho_1 \frac{\partial}{\partial x} \int_{a_2}^a u_1^2 dy - \rho_1 \frac{\partial a}{\partial x} (u_1^2)_{y=a} + \rho_1 \frac{\partial a_2}{\partial x} (u_1^2)_{y=a_2} + \rho_1 (u_1 v_1)_{y=a} - \rho_1 (u_1 v_1)_{y=a_2} \dots\dots\dots (18)$$

流れは定常であるから

$$\frac{\partial a}{\partial x} (u_1)_{y=a} = (v_1)_{y=a}, \quad \frac{\partial a_2}{\partial x} (u_1)_{a_2} = (v_1)_{y=a_2}$$

これを (18) へ代入すれば

$$\int_{a_2}^a \rho_1 \frac{\partial u_1^2}{\partial x} dy + \int_{a_2}^a \rho_1 \frac{\partial (u_1 v_1)}{\partial y} dy = \rho_1 \frac{\partial}{\partial x} \int_{a_2}^a u_1^2 dy \dots\dots\dots (19)$$

故に (17) 式を y に関して積分し、(19) 式の結果を代入すれば、 $\rho_1 \frac{\partial}{\partial x} \int_{a_2}^a u_1^2 dy = -\rho_1 g a_1 \frac{\partial a_1}{\partial x} - \rho_1 g a_1 \frac{\partial a_2}{\partial x} - \tau_t$

$\rho_1 a_1$ で両辺を除して

$$\frac{1}{a_1} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_{a_2}^a u_1^2 dy + g \frac{\partial a_1}{\partial x} + g \frac{\partial a_2}{\partial x} + \frac{\tau_t}{\rho_1 a_1} = 0 \dots\dots\dots (20)$$

(18) 式を (12) 式へ代入して同様な操作をほどこせば

$$\frac{1}{a_2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{a_2} u_2^2 dy + (1-\varepsilon) g \frac{\partial a_1}{\partial x} + g \frac{\partial a_2}{\partial x} - \frac{\tau_t}{\rho_2 a_2} + \frac{\tau_b}{\rho_2 a_2} = 0 \dots\dots\dots (21)$$

(20) 式から (21) 式を減すれば、

$$\frac{1}{a_1} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_{a_2}^a u_1^2 dy - \frac{1}{a_2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{a_2} u_2^2 dy + \varepsilon g \frac{\partial a_1}{\partial x} + \tau_t \left(\frac{1}{\rho_1 a_1} + \frac{1}{\rho_2 a_2} \right) - \frac{\tau_b}{\rho_2 a_2} = 0 \dots\dots\dots (22)$$

ここで仮定により $\int_0^{a_2} u_2^2 dy = 0 \dots\dots\dots (23)$

と考える。

せん断力は上層のものが下層のものに対して x の正の方向に与えるものを正とするならば、 τ_b は負となる。 $\tau_b = -m\tau_t$ とするならば (22) 式は

$$\frac{1}{a_1} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_{a_2}^a u_1^2 dy - \frac{1}{a_2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{a_2} u_2^2 dy + \varepsilon g \frac{\partial a_1}{\partial x} + \tau_t \left(\frac{1}{\rho_1 a_1} + \frac{1+m}{\rho_2 a_2} \right) = 0 \dots\dots\dots (24)$$

となる。又 $(u_2)_{y=a_2} = u_s$ とするならば、 $\int_0^{a_2} u_2^2 dy = \alpha a_2 u_s^2$ と表現できる。また $\tau_t = \rho_2 \cdot \beta \cdot u_s^2$ とすれば

$$\int_0^{a_2} u_2^2 dy = \frac{a_2 \cdot \gamma \cdot \tau_t}{\rho_2}, \quad \gamma = \frac{\alpha}{\beta}$$

他方、 $\tau = \rho_1 \cdot k \cdot u_1^2$ と表わし、 a の変化は極めて小さいからこれを一定とみなし、表層流の連続式

$$a_0 u_0 = a_1 u_1$$

を考慮すれば、(24) 式は次のようになる。

$$-\frac{a_0^2 u_0^2}{a_1^3} \cdot \frac{\partial a_1}{\partial x} + \frac{\rho_1 \cdot \gamma \cdot k \cdot a_0^2 \cdot u_0^2}{\rho_2 a_1^3 (a-a_1)} (2a-a_1) \frac{\partial a_1}{\partial x} + \varepsilon g \frac{\partial a_1}{\partial x} + \frac{k \cdot a_0^2 u_0^2}{\rho_2 \cdot a_1^3 (a-a_1)} \{ \rho_2 (a-a_1) + (1+m) \rho_1 a_1 \} = 0 \dots\dots\dots (25)$$

これより k を求めれば、

$$k = - \frac{\left(1 - \frac{u_1^2}{\varepsilon g a_1} \right) \frac{\partial a_1}{\partial x}}{\frac{u_1^2}{\varepsilon g a_1} \cdot \frac{1}{a-a_1} \left\{ (2a-a_1) \cdot \gamma \cdot (1-\varepsilon) \frac{\partial a_1}{\partial x} + (a-a_1) + (1+m)(1-\varepsilon) a_1 \right\}} \dots\dots\dots (26)$$

(26) 式は (5) 式に対応するもので $\frac{\partial a_1}{\partial x}$ が極めて小さくなれば、 $(1+m)(1-\varepsilon) \approx 1$ であるから (26) 式は (5) 式になる。(26) 式の k を求めるためには m 及び γ の値の決定を行なわなければならないわけであるが、ここでは R.O.Reid の最近の吹送流に関する計算を利用する。

R.O.Reid⁴⁾ は吹送流の流速分布を底面の摩擦を考慮して理論的に求めているが、これによれば我々の水路は凹凸係数が小さいから Reid の云う Characteristic roughness length と水深との比は 10^{-4} から 10^{-5} の範囲にあるものと思われる。このときの m は約 0.06 程度である。一方、彼の求めた吹送流速の分布曲線のうち、 $\int_0^{a_2} u_2^2 dy = 0$ に該当するものを用いると、理論曲線から $\int_0^{a_2} u_2^2 dy = \alpha \cdot a_2 u_s^2$ における α の値は、0.0317 と

る。また同様にして彼の $\tau_i = \rho_2 \cdot \frac{1}{(18.2)^2} \cdot u_s^2$ の関係を用いると、 $\beta = \frac{1}{(18.2)^2}$ 、従つて $\gamma = 0.0317 \times (18.2)^2 = 10.50$ となる。この値を20式に代入して、 k を求めれば、表-4の如くである。比較のために(5)式から求めた k の値も同時に記入した。表-4からわかるように k の値に大差は生じていない。20式から求めた k と内部フルード数、 $\left(-\frac{\partial a_1}{\partial x}\right)$ 、レイノルズ数との関係は図-19、20、21に示した。(5)式による k の値について述べた傾向はここでも同様にあらわれている。実際の河川に於ける値と比較してみるに、北海道大学、大坪、福島両氏が行つた石狩川の調査報告⁵⁾から(5)式により k の値を求めると表-5が得られている。これらの値は我々の実験から求めた値に比し、一桁ないし二桁程位が小さくなっている。

図-19

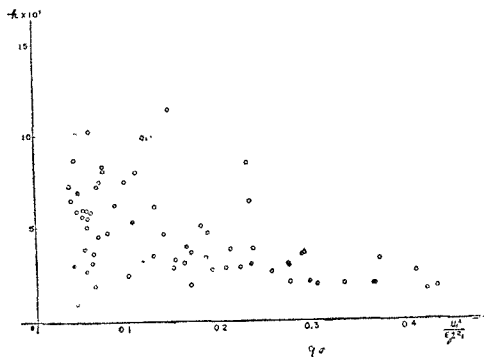
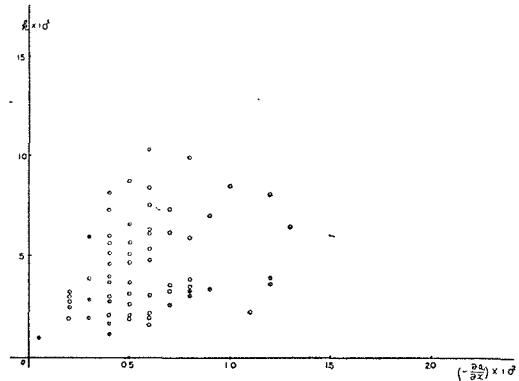


図-20

表-4 抵抗係数 $k \times 10^3$

V	l	$\frac{x}{a_0}$	100cm	200 "	300 "	400 "	500 "	600 "
l/sec	cm	cm						
5	600	15	3.90 3.48	3.19 3.25	3.55 3.65	4.54 4.73	7.70 8.47	2.00 2.96
6	"	"	5.72 6.44	3.34 3.52	3.07 3.24	1.59 1.62	2.04 2.14	1.02 1.15
7	"	"	3.26 3.59	1.81 1.88	1.72 1.79	1.55 1.62	1.96 2.23	1.58 0.65
5	"	20	5.97 6.12	5.06 5.10	5.55 5.58	3.19 3.15	7.23 7.29	8.32 8.13
6	"	"	4.61 4.74	6.06 6.28	7.25 7.52	2.52 2.48	5.25 5.31	11.09 9.91
7	"	"	7.30 8.05	5.87 6.15	4.50 4.65	2.82 2.83	3.90 3.96	4.92 5.07
8	"	"	9.41 11.45	2.87 3.11	1.94 1.94	2.71 2.74	2.78 2.82	2.82 2.86
9	"	"	3.19 3.39	3.60 3.81	2.95 3.06	2.55 2.62	2.05 2.09	2.04 2.08
10	"	"	3.51 3.88	2.87 3.04	1.89 1.94	1.90 1.95	1.86 1.92	2.45 2.60
8	"	30	7.14 7.35	6.48 6.57	3.11 3.05	8.60 8.75	5.94 5.92	1.01 0.97
9	"	"	6.70 7.00	5.60 5.65	3.91 3.88	2.77 2.73	5.92 5.99	10.00 10.31
10	"	"	5.62 5.88	3.67 3.66	1.92 1.90	4.56 4.59	7.35 7.53	8.11 8.39

各流量の{上段は(5)式から
下段は(26)式から}求めた値。

図-21

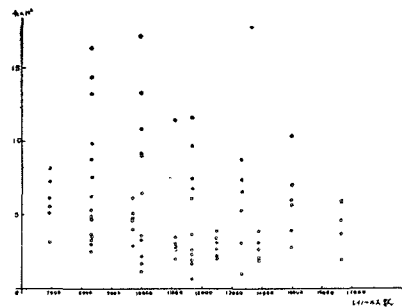


表-5 石狩川の記録

河口から上流 の 距離	k	$-\frac{\partial a_1}{\partial x}$
m	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-4}$
1000		
2000		1.0
3000		1.0
4000		1.0
5000		1.0
6000	0.24	1.0
6500	0.49	
7000	0.27	1.0
7500	0.36	
8000	0.08	0.9
8500	0.08	
9000	0.24	1.1
9500	0.12	
10000	0.08	1.0
10500	0.12	
11000	0.08	0.6

この原因は $\left(-\frac{\partial a_1}{\partial x}\right)$ の値の差に基づくものと思われる。すなわち、石狩川では $\left(-\frac{\partial a_1}{\partial x}\right)$ が 10^{-4} の位数であるが、我々の場合では 10^{-3} から 10^{-2} の間にあつて、 k への影響が著しいからである。内部フルード数は 0.1 から 0.4 位の間にあつて我々の場合と大差はない。

25) 式で $a=a_0$, k を一定として積分すれば、

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{a_0^3 u_0^2 \{1-2\gamma \cdot (1-\varepsilon) \cdot k\}}{(1+m)(1-\varepsilon)-1} + \frac{a_0^3 u_0^2 \{1-\gamma \cdot (1-\varepsilon) \cdot k\}}{\{(1+m)(1-\varepsilon)-1\}^2} + \frac{(1+m)(1-\varepsilon)a_0^4 \cdot \varepsilon g}{\{(1+m)(1-\varepsilon)-1\}^5} \right\} \cdot \\ & \cdot \log \left\{ a_0 + \{(1+m)(1-\varepsilon)-1\} a_1 \right\} - a_1 \left\{ \frac{a_0^2 u_0^2 \{1-\gamma \cdot (1-\varepsilon) \cdot k\}}{(1+m)(1-\varepsilon)-1} + \frac{(1+m)(1-\varepsilon)a_0^3 \varepsilon g}{\{(1+m)(1-\varepsilon)-1\}^4} \right\} \\ & + \frac{(1+m)(1-\varepsilon)a_0^2 \varepsilon g}{\{(1+m)(1-\varepsilon)-1\}^3} \cdot \frac{a_1^2}{2} - \frac{(1+m)(1-\varepsilon)a_0 \varepsilon g}{\{(1+m)(1-\varepsilon)-1\}^2} \cdot \frac{a_1^3}{3} + \frac{\varepsilon g}{(1+m)(1-\varepsilon)-1} \cdot \frac{a_1^4}{4} \\ & = k \cdot a_0^2 u_0^2 x + \text{const} \end{aligned}$$

が得られる。境界条件として $x=0$ で $a_1=a_0$ とすれば右辺の常数が定まり、平均的な k の値が得られる。

4. 結 語

以上の結果から塩水クサビについて定性的な傾向として次のことが云える。河海両水の界面に作用するセン断応力を表層流速の 2 乗に比例するものと考えて、抵抗係数を表現する場合、

- I) 抵抗係数は表層流のレイノルズ数の増加につれて減少する。
- II) 内部フルード数が増加すれば抵抗係数は減少し、或る一定値に近づく。
- III) 抵抗係数は塩水楔の勾配が増加すれば、増大する傾向にある。
- IV) 海水の運動を省略して求めた抵抗係数は、運動を省略しない場合のそれに比し大きな差異は生じていないと思われる。

なほこの取扱いでは使用水路の両側面は平滑なガラスであるため、その抵抗は無視している。

また、この様な実験条件が限定された小規模の模型実験で塩水くさびの現実の状態を再現し得るかどうかについては今後更に検討を必要とする。

参 考 文 献

- 1) J. B. Schijf & J. C. Schonfeld ; Theoretical Considerations on the motion of salt and fresh water, Proc. Minnesota Int. Hyd. Conv., 1953.
- 2) H. Farmer & G. Morgan ; The salt wedge, Proc. Third Conf. Coastal Eng., 1952.
- 3) 1) に同じ
- 4) R. O. Reid ; Modification of the quadratic bottom-stress law for turbulent channel flow in the presence of surface wind stress. Tech. Memo. No.93. B.E.B. 1957.
- 5) K. Otsubo & H. Fukushima ; Density current in a river mouth with a small tidal range, Proc. I. A. H. R. 1959.