

人工粗度の実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY ON ARTIFICIAL ROUGHNESS

足立 昭平*

By Shohei Adachi

人工粗度は一般粗面の思考モデルとして、あるいは直接的に人工水路の流水抵抗を制御する手段として、古くから数多くの実験研究にとりあげられている。しかしながら、従来人工粗度は多くの場合、単に幾何学的に単純な形式を選ぶというだけで、その形式の選択に一貫した配慮がなされていなかったように思われる。粗度の形式の相違によるそれぞれの抵抗特性の相違に関する吟味は、人工粗度を直接に人工水路へ適用する際に問題となるだけでなく、一般粗面の思考モデルとしても、粗面流解析の難点の一つが、粗面形態の多種多様性にあることから見てきわめて重要な研究課題である。

本研究は主として固定床水路模型実験への適用を目的として、人工粗度の抵抗特性を実験的に見出そうとした*¹の勾配 1/500 の鋼製水路において、その抵抗特性を検討

したのであるが、とくにこの点に留意し、人工粗度の基本型と目される線状粗度要素をもつ棧型粗度と溝型粗度、および点状粗度要素をもつイボ型粗度について、それぞれの形式の相違による抵抗特性の相違を明らかにすることに努めた。

1. 棧型粗度

棧型粗度は水路を横切って、壁面に線状の凸部すなわち棧を設けるものであり、その形状の単純さからもっとも基本的な人工粗度と目されるものである。著者は棧粗度要素として、高さ 5 mm、幅 6.4 mm の長方形断面枠棒を用い、水路幅 20 cm、深さ 30 cm、長さ 14.4 m および勾配 1/500 の鋼製水路において、その抵抗特性を検討した。

(1) 底面棧粗度の実験結果

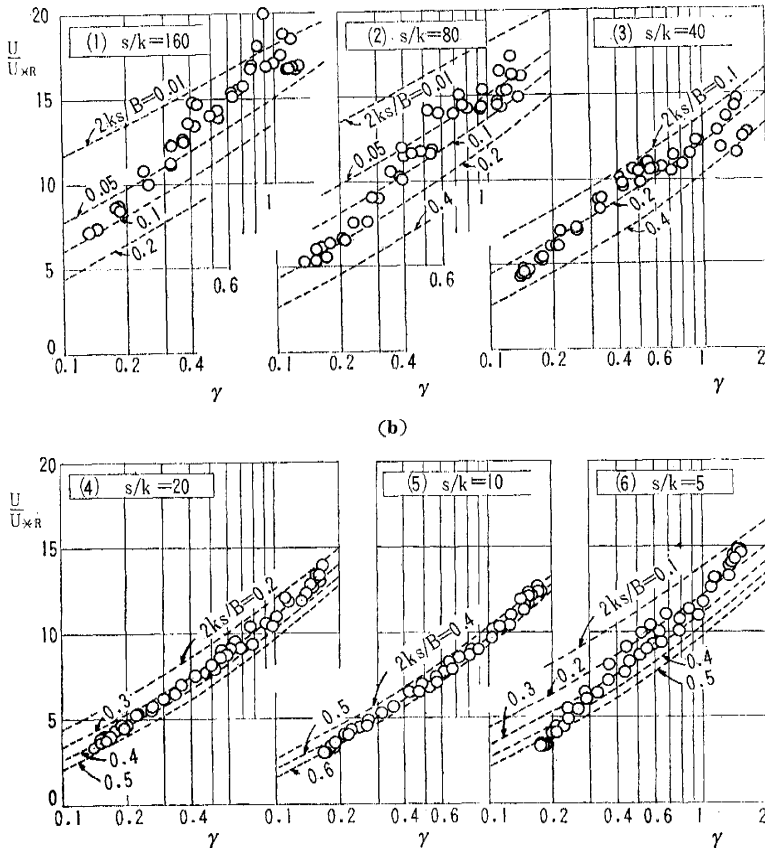
まず上記棧粗度要素を水路底面に敷き並べて通水したときの、抵抗項 U/U_{*R} の実験値を各棧間隔の場合ごとに図示すれば、図-1 のようである。ここに U は平均流速、 U_{*R} は全潤辺の平均摩擦速度、 r は水深 H と水路半幅 $B/2$ との比、 s は棧間隔、 k は棧高であり、水深は棧の頂面からではなくて、底面からの値を採っている。著者の考察によれば、両側壁滑面の長方形断面水路における側壁の効果は、無次元量 R_{eB}

$$R_{eB} = \sqrt{g I_e (B/2)} (B/2) / \nu \quad \dots \dots \dots (1)$$

の値によっても相違するが（ここに g は重力の加速度、 I_e はエネルギー勾配、 ν は流水の動粘性係数である）、図-1 の実験値はいずれもほぼ等流状態で、水温もだいたい 9°C 前後であったから、 $I_e = 2 \times 10^{-3}$ 、 $\nu = 1.35 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ したがって、 $R_{eB} = 3.3 \times 10^3$ と見なしてよい。図-1 に併記された破線群は二、三の底面砂粒粗度につ

いて、 $R_{eB} = 3.3 \times 10^3$ における U/U_{*R} と r との関係を示している。

図-1 底面棧粗度の実験値、 $U/U_{*R} \sim r$



* 正員 工博 名古屋大学教授 工学部土木工学科

著者の算式²⁾にしたがって求めたものである。図に見られるように、一連の棧粗度の実験値と Nikuradse の砂粒粗度に準拠する計算値との対応は、棧間隔の比較的小さい場合に良好であるが、棧間隔が大きくなるにつれてその対応が崩れ、両者に明瞭なくい違いを生じている。この結果はすべての粗面を一律に特定の砂粒粗度に置き換えようとする手法²⁾に限界のあることを物語っており、粗面流の形態に関する Morris^{3),4)} の主張がこれらの結果の説明に重要な示唆を与えてくれるように思われる。つぎに、抽象的ではあるが、流れの形態について考えてみよう。

(2) 棧粗面における流れの形態

粗面における流水抵抗は、粗度要素によって強制される乱れの発生とその拡散によるものであるが、壁面から離れた流心部における乱れの混合機構は、一般に壁面のせん断応力の発生する方法には無関係であって、その速度分布は普遍的乱流常数に決定づけられると考えられる。したがって、個々の粗度要素が強制する乱れは、壁面に接して壁面領域とでも名づけられる一種の境界層を形成し、そこでは流心部における乱れの混合と異なった混合が行なわれるに違いない。この壁面領域は流心部の速度分布の境界条件を決定づけるものであり、流心部の速度分布を

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log_e (Mz) \dots\dots\dots (2)$$

の対数分布式であらわせば、常数值 M に関与するはずのものである。ここに、 u は水路壁面から z の距離にある点の流速、 u_* はその摩擦速度である。そして、この意味からすれば、いわゆる Nikuradse の相当砂粒粗度 k'_s は仮想砂粒粒径というよりも、むしろ、こうした境界層に関する尺度の一つであると解すべきではないかと考えられる。

さて、棧粗面における壁面領域は棧の後流によって形成されるが、棧間隔が適度に小さければ個々の後流は相互に干渉し合うから、壁面領域は比較的に一様であって、均一砂粒粗度に代表されるような流れを期待できる。このような流れを完全干渉流と名づけることにすれば、その流心部の速度分布は Nikuradse の砂粒粗度実験に準拠して、 M を相当砂粒粗度 k'_s で表わして、

$$\left. \begin{aligned} M &= 30/k'_s \\ \text{or } \frac{u}{u_*} &= 8.5 + 5.75 \log_{10}(z/k'_s) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

と表わすことができよう。

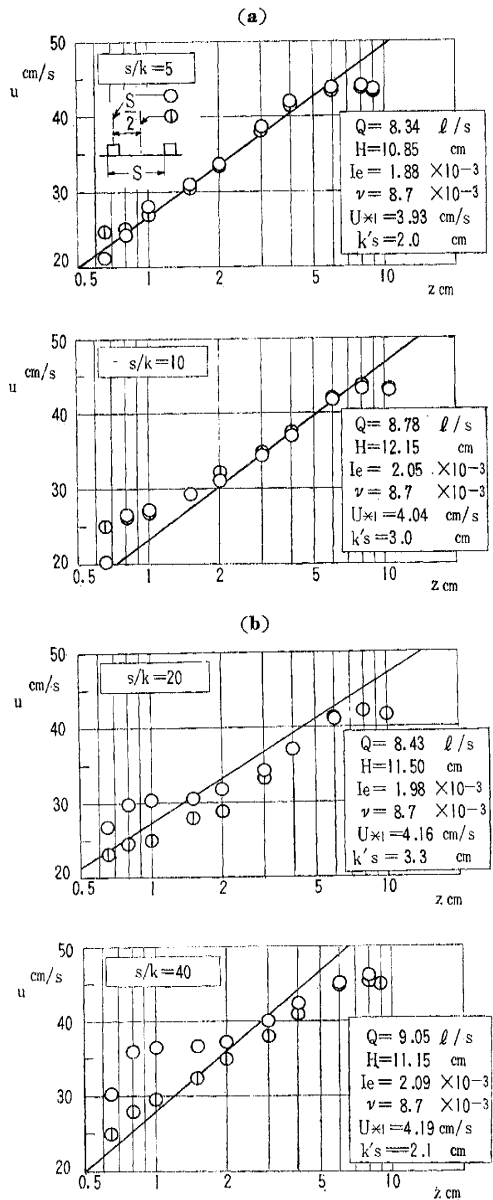
一方、棧間隔が極端に大きければ、棧の後流はつぎの棧に達するまでに拡散消滅し、個々に孤立してしまうであろう。このような流れを孤立粗度流と名づけることにすれば、その壁面領域は棧からの距離によって変化し、速度分布も断面の位置によって変化することになる。したがって水路区間の平均量を議論する場合には、 M を

棧間隔ごとの平均量として与えねばならない。

これらの両形態の流れの特性が相違するであろうことは容易に推察できるが、両形態の間には当然遷移の形態が存在するはずである。すなわち、個々の棧の後流は相互に干渉して孤立の状態にはないが、その干渉が一樣な壁面領域を形成するほどには完全でなく、速度分布が棧間で変化するものである。これを不完全干渉流と名づけることにすれば、結局、棧粗面の流れは形態として3通りに分類されることになる。

一例として、棧の直上の速度分布と棧間中央の速度分布との測定結果を示せば、図-2 のようである。図において、 $s/k=5$ および 10 の場合に両断面の速度分布はほ

図-2 棧粗面における速度分布



とんど同じであるが、 s/k が大きくなるにつれて断面の速度分布にいちじるしい相違が表われ、 s/k の増大とともに流れの形態が完全干渉流から孤立粗度流へと移行することを示しているといつてよい。この結果は、さきの図-1において、 s/k の増大とともに抵抗特性が砂粒粗度のそれから離れていく実験結果と全く相対応している。なお図-2に併記した実線は、それぞれの場合について底面の平均摩擦速度 u_{*1} および相当砂粒粗度 k' を算定して求めた式(3)の対数速度分布を参考のため付記したものである。ただし、 $s/k=5$ に対してのみは後述の基面設定にもとづいて棧頂面を $z=0$ とおき、その他は棧底面を $z=0$ とおいた。

(3) 棧粗度要素の抗力係数

棧粗面の抵抗特性を決定づけるものは棧粗度要素のうける抗力であり、上記の流れの形態はこの抗力からも説明づけられるはずである。

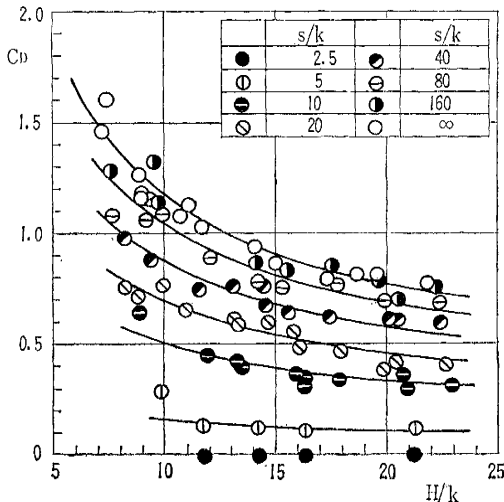
一様な速度 u_0 の流れの中にある物体のうける抗力 D は、物体の流れに対する射影高を k_0 とおいて、

$$D = \rho C_D k_0 u_0^2 / 2 \dots \dots \dots (4)$$

で表わされる。ここに C_D は抗力係数であり、一般に物体の形状および Reynolds 数の関数として与えられる。

物体が流れに垂直におかれた平板であれば、流れがきわめてゆるやかな場合を除いて、抗力係数は Reynolds 数にほとんど無関係になることが知られている。長方形断面の棧の場合にも、棧幅が小さければ流れの剥離点の変化も小さいから、おそらくその抗力係数は平板の場合と同様に高い Reynolds 数の値に対して、その影響をあまり大きくは受けないであろう。しかし、棧粗度要素は有限の水深をもつ水路底面にあって、一様な流れの中にあるわけではないから、 C_D を平均流速 U に対して定義するときは速度分布についての考慮を要し、 C_D は相対粗度高 H/k の関数と考えるべきであろう。図-3は桧棒の粗度要素と同寸法の真ちゅう棧を用いて、棧の圧力抗

図-3 棧粗度要素の抗力係数実測値



力を直接測定し、その抗力係数と相対粗度高との相関を求めたものである(棧頂面の摩擦抗力は小さいと考えられるから省略する)。予期されたように、 C_D と H/k との間にはかなり明瞭な相関関係が認められ、 s/k の各値ごとに記入した曲線群によってそれらの関係を代表せしめることができよう。 $s/k=2.5$ における $C_D=0$ から、 s/k が増大するとともに C_D が大きく、 $s/k=160$ に至ってほぼ $s/k=\infty$ 、すなわち棧をただ1個だけおいたときの C_D に一致する。 $s/k=\infty$ の C_D は孤立粗度流を代表するものであるから、孤立粗度流は $s/k>160$ において生じ、本実験の範囲内では孤立粗度流を生じないと考えてよいであろう。

(4) 棧粗度要素の基面

粗面の基面は従来からすこぶるあいまいであり、 $z=0$ を粗度要素頂面に選ぶか、底面に選ぶかについてはほとんど根拠のある定見がなく、研究者の主観によっているように思われる。式(2)の対数速度分布において $z=0$ の位置を決定することは、境界条件を与える壁面領域の問題であるが、結局は常数 M の決定に相い通ずるから、棧粗度要素の機能に注目して棧のうける抗力から棧の有効高を求め、それを基面に選ぶのも一法と考えられる。

図-3に示したように、 $s/k=2.5$ の場合には $C_D=0$ であったから、棧の遮へい高を c とおけば $c=k$ であって、棧高が一応問題の外にあると考えてよい。したがって、その基面は棧頂面に選ばれるのが妥当である。一方、 $s/k=\infty$ における C_D の値はこの棧に固有なものであると考えられるから、棧高 k がそのまま有効高であって、 $c=0$ 、すなわち基面は底面に選ばれるべきである。したがって、その C_D に等しい $s/k=160$ の場合も $c=0$ である。これらの中間にある $2.5 < s/k < 160$ の場合には、棧粗度要素相互の遮へい効果によって C_D の値が相違するが、いまかりに c の値が定まったとすれば、図-3の C_D の代りに、あらためて有効水深 $H_e = H - c$ および有効棧高 $k_e = k - c$ に対応する有効抗力係数とでもいべき C_{De} が式(4)から

$$C_{De} = \frac{(1 - c/H)^2}{1 - c/k} C_D \dots \dots \dots (5)$$

で与えられる。この C_{De} は遮へい高 c を考慮することによって、一応棧間隔の影響を除去したものと考えられるから、大まかに、 $C_{De} = (C_D)_{s/k=\infty}$ であると推論することが許されよう。 c/H が一般に小さいから、 C_{De} の C_D に対する比は、 H_e/k の H/k に対する比 $1/(1 - c/k)$ にほぼ等しく、上の推論にしたがえば、図-3の各実験値を両対数紙に書きかえ、各点を1:1の勾配で距離 $\sqrt{2} \log(c/k - 1)$ だけずらせば、 $s/k=\infty$ に対する $C_D \sim H/k$ 曲線に重なるはずである。すなわち、両対数紙上で各棧間隔に対する $C_D \sim H/k$ 曲線と $s/k=\infty$ に対するそれとの差から遮へい高 c が算出される。図-4は図-3を両対数紙に書きかえたものであるが、各棧間隔に対応

図4 有効抗力係数の算定

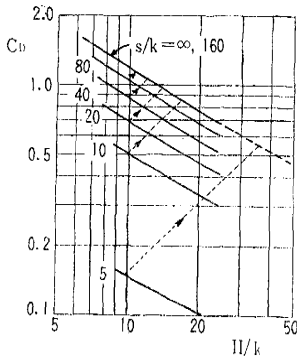


図-5 棧粗度要素の遮へい高(破線)と実用上の基面高(実線)

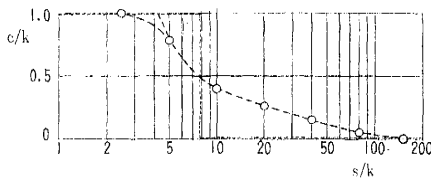
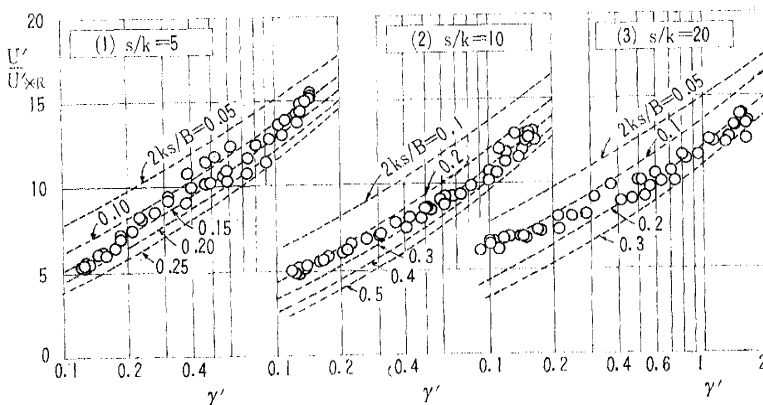


図-6 $c=k$ とおいたときの実験値, $U'/U'_{*R} \sim \gamma'$



する曲線はほぼ平行して表われ、結局 c/k の値は s/k の値によって定まることになる。このようにして、棧の抗力に着目した遮へい高、したがって基面が図-5の破線のように与えられる。

さて、これらの基面速定を流れの形態との関連からもう一度振り返ってみよう。前記のように図-1は $c=0$ として表わしたが、比較のためそれらを $c=k$ として表わすと、図-6 のようになる(記号の ' は図-1 における諸量との混同をさけるために付したものである)。

流水の形態が完全干渉流に近づけば、その抵抗特性は砂粒粗度のそれに近づくはずである。そして基面設定はこのような期待に応ずるものでなければならない。前述の速度分布の変化から、少なくとも $s/k=5$ および 10 に対してこのことが適用される。まず、 $s/k=5$ の場合に対して、図-6 では実験値を $2k'_s/B=0.15$ に対応せしめることができるが、一方、図-1 では τ に無関係に特定

の k'_s を対応せしめることがむずかしい。したがって、流れの形態を正しく表現する意味から、この場合に対する基面は $c=0$ よりも $c=k$ にとるべきである。また、 $s/k=10$ の場合に対しては、図-6 でも実験の範囲内で平均的に $2k'_s/B=0.25$ を対応せしめることが不可能ではないが、図-1 における $2k'_s/B=0.50$ との対応にはおよばない。さらに、完全干渉流ではないが比較的それに近い $s/k=20$ の場合に対して、図-6 におけるよりも図-1 におけるほうが砂粒粗度の特性に近く、実験の範囲内で $2k'_s/B=0.35$ を対応せしめることができる。したがって、流れの形態からも、 $s/k=10$ および 20 に対しては、 $c=k$ よりも $c=0$ のほうがよりすぐれているといつてよい。この結果は明らかに図-5 に得られた棧間隔と遮へい高との関係に相対応している。

対数速度分布式(2)の $x=0$ に対する厳密な議論は、壁面領域の微細な解析にまたねばならないが、以上の実験結果からすれば、實際上棧粗面の基面を相対棧間隔によって一意的に設定して十分である。さらに、この種の計測精度と人工粗度の使用上の便宜さを考慮すれば、図-5

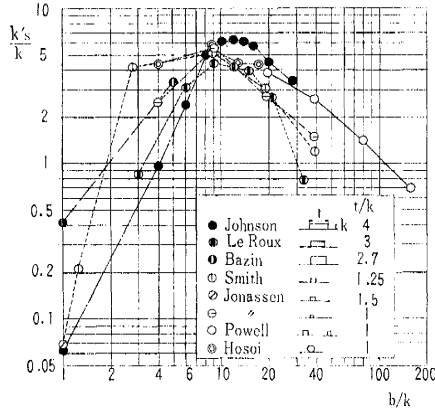
に破線で示した遮へい高の変化をさらに単純化して、 $c/k < 0.5$ の範囲に対して $c=0$ 、 $c/k > 0.5$ に対して $c=k$ においても、さしたる支障はないと思われる。このような実用的基面高は図-5 に点線で示され、 $s/k=8$ がその境界点を与えることになる。

(5) 棧型粗度の限界

水路壁面の凸部と凹部は幾何学的に表裏の関係にあるが、粗度要素としての機能は同一ではない。

したがって、棧が凸部として働くのでなければ、その粗度は棧型粗度というよりも、棧間を溝と見なして、溝型粗度と各づけて区別されねばならない。棧と溝とを単純に一線を劃して分離するのは厳密性を欠くけれども、取り扱いが簡素化されて実際的であり、前項に述べたように、 $s/k=8$ を境界点として完全遮へい ($c=k$) および非遮へい ($c=0$) とすれば、棧型粗度の限界も $s/k=8$ で与えられることになる。この限界点は粗度要素の機能の変化を意味するものでもあるから、別の表現をすれば、これ以上粗度密度を増しても、粗度要素相互の遮へい効果のためにかえって抵抗を減ずるような限界点であるといつてもよい。事実、棧粗度に関する従来の研究資料を引用すれば図-7 のようであって、いづれもおよそ $b/k=8$ の付近で最大抵抗を示し、これまでに述べたところと符合している。なお、同図は Johnson が Powell の論文²⁾に討議を寄せた際に示した資料に、ガラス棒を用いた細井氏の実験値を加えたものであ

図-7 棧粗度に関する従来の研究資料 ($k'_s/k \sim b/k$)



り、基面については、Bazin および Powell が棧底面、細井氏が棧の 1/2 高、Johnson およびその他が棧頂面をそれぞれ一律に採用している。また、ここに b は棧間隔 s から棧幅 t を差し引いた棧の純間隔であって、溝幅に相当するものである。ここに引用された棧粗度要素の中には t の非常に大きいものがふくまれているので、 s の代りに b を指標としたが、 t がさほど大きくない場合については、 s で表わすものと大差はない。

(6) 棧型粗度の抵抗則

対数抵抗則は式 (2) の速度分布にもとづくものであり、抵抗則を求めることは結局 M を算定することでもある。前述のように完全干渉流に対しては、 M は式 (3) で与えられ、一定の相当砂粒粗度 k'_s が適用される。しかし、棧型粗度の多くは不完全干渉流を生ずるから、式 (3) に準拠して定義される k'_s の値は一般に一定ではないはずである。

M に関与する主要素は、棧間隔 s 、棧高 k 、水深 H および棧の形状係数 S_f であり、 M が長さの逆数の元を有することに着目すれば、次元解析から、

$$Mk = \phi(H/k, s/k, S_f) \dots (6)$$

である。いまの場合 S_f が一定であるからこれを省略し、また水路両側壁の効果を考慮して H を底面に関する径深 R_1 におきかえ、さらに式 (3) から k'_s を導入すれば

$$\frac{k'_s}{k} = \frac{30}{Mk} = \frac{30}{\phi_1(R_1/k, s/k)} \dots (7)$$

となる。図-1 に示した各実験値について k'_s を求め、 s/k をパラメーターとして、 k'_s/k と R_1/k との関係を図がすれば、図-8 のようである。同図から、 k'_s/k と R_1/k とはほぼ指数形の関係があると判定される。いま、これを、

$$\frac{k'_s}{k} = 30m \left(\frac{R_1}{k}\right)^{-\theta} \text{ あるいは } \phi = \frac{1}{m} \left(\frac{R_1}{k}\right)^{\theta} \dots (8)$$

とおけば、上の実験値から m および θ はそれぞれ、図-9 のように与えられ、実験式として、

$$m = 0.79 (s/k)^{-0.26} \text{ および } \theta = 0.02 (s/k)^{0.8} \dots (9)$$

図-8 棧型粗度の実験値、 $k'_s/k \sim R_1/k$

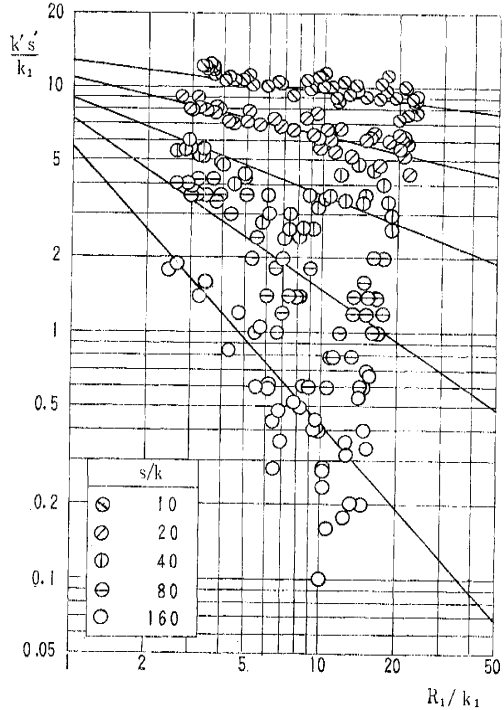
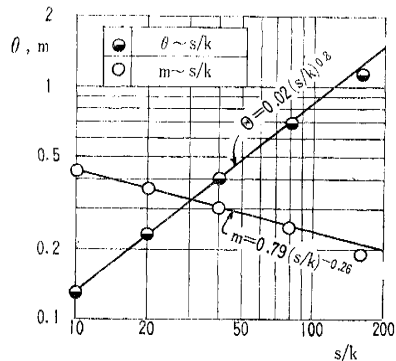


図-9 棧型粗度の実験常数 m および θ



が得られる。なお、図-9 において、 $s/k=160$ の点がややはずれる傾向にあるが、これは流れの形態が孤立粗度流へ移行することに対応するものと考えられ、式 (9) の適用範囲が $s/k < 160$ に止められることを示唆している。

さて、幅広い水路の二次元流の対数抵抗則は式 (3) を積分して、

$$\frac{U}{U_{*H}} = 6.0 + 5.75 \log_{10} \frac{H}{k'_s} \dots (10)$$

で与えられる。この場合には $R_1=H$ であるから、上式に式 (8) および式 (9) の関係を代入して整頓すれば、二次元流における棧型粗度の対数抵抗則として、

$$\frac{U}{U_{*H}} = 1.50 \log_{10} \frac{s}{k} - 1.91 + \left\{ 5.75 + 0.12 \left(\frac{s}{k}\right)^{0.8} \right\} \log_{10} \frac{H}{k} \dots (11)$$

ただし、 $8 < s/k < 160$

が導かれ、相対粗度高と相対粗度間隔とから抵抗項 U/U_{*H} が算定される。

(7) 全潤辺棧型粗度の実験結果

前項までは、もっぱら底面粗度の実験結果にもとづいて考察を進めたが、側壁の効果に関する考察の実証の意味もふくめて、全潤辺に棧粗度を付けた場合の実験を行った。図-10 にプロットした各点ははれらの実験結果である。断面効果の算定手順は前報文⁷⁾に詳述したから、ここでは省略するが、底面棧型粗度の実験にもとづいて導かれた式(9)を用いて計算される全潤辺棧型粗度の抵抗項 U/U_{*R} は同図の実線群のようであり、さら

図-10 全潤辺棧型粗度の実験値と計算値 ($U/U_{*R} \sim R/k$)

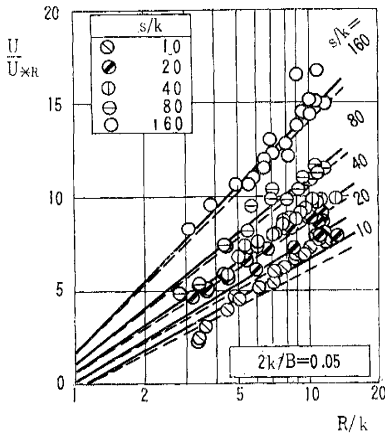


図-11 Powell の実験値と著者の実験式との比較

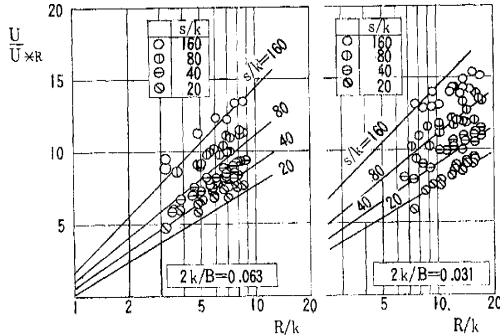
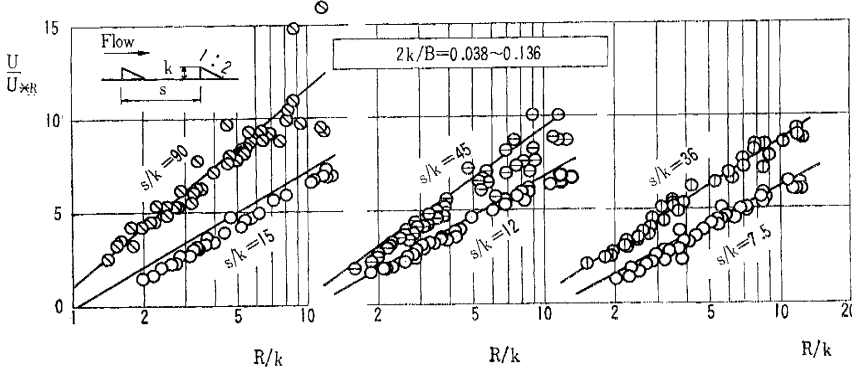


図-12 W.E.S.における三角形断面棧型粗度の実験値と著者の実験式との比較



に断面効果の実用的近似法として、二次元流に関する式(11)の水深 H を径深 R におき換えた値をつけ加えれば、同図の破線ようになる。これらの実験値と計算値との対応は、 $s/k=10$ および 20 の場合がやや不満ではあるが、 $s/k \geq 40$ の場合はきわめて良好である。 $s/k=10$ および 20 の両者のくい違いは、おそらく棧列の密集が側壁の粗度要素と底面のそれとの後流の混合を起し、側壁に関する流水断面積と底面に関するものを独立に分離する計算仮定に無理を生ずる結果であると思われる。この点を追究するためには、水路断面隅角における乱れの三次元的解析、さらには副流の問題を究明しなければならない。しかしながら、少し粗い見方をすれば、この程度の実験値のずれは許容できるように思われる。

(8) 従来の実験資料への適用

棧型粗度に関する従来の研究の中で、もっとも代表的な実験資料の一つは Powell^{9), 10)} のそれである。彼は種々の水路勾配について実験を行なっているが、緩勾配の場合をとりあげ、著者の実験から得られた式(9)の実験常数によって計算される抵抗項とを比較すれば、図-11 のようである。図から明らかなように、著者の抵抗曲線は Powell の実験値に対してやや小さい U/U_{*R} の値を示し、いくぶん大きい抵抗を与えるが、実験に使用した粗度要素の形状寸法の相違にもかかわらず、両者の近似度は一応満足すべきものと考えられる。

つぎに、米国の W.E.S. における粗度実験⁷⁾ から、直角三角形断面の棧粗度要素に関する資料を引用すれば、図-12 のようである。同図に記入した実線群は式(9)の著者の実験式から計算した抵抗曲線であって、実験水路の大きさおよび粗度要素の形状、寸法の相違するこれらの実験に対してもよく一致している。

これらの結果は、不完全干渉流の特性として与えた m および θ の著者の実験式の適合性を裏づけるものと考えられ、棧型粗度の抵抗特性は相対粗度間隔によってほとんど決定づけられると結論することができる。

なお、特定の砂粒粗度へ換算して粗度を評価する従来の手法は、相対粗度間隔 $s/k \leq 20$ に対して近似的に可能であり、著者の実験範囲においては、図-8 から、

$$\begin{aligned} s/k=10 \text{ に対して,} \\ k'/s/k \approx 10 \\ s/k=20 \text{ に対して,} \\ k'/s/k \approx 7 \end{aligned}$$

が与えられる。この値は一見 Johnson の実験値(図-7) よりもかなり大きい抵抗を与えているように見える

が、前述のように Johnson は稜頂面を基面としているから、これをただちに比較するわけにはならない。念のため稜頂に基面を仮定して、著者の実験値を検討してみると(図-6 参照),

$$s/k=10 \text{ に対して, } k'_s/k \approx 6$$

$$s/k=20 \text{ に対して, } k'_s/k \approx 3.5$$

が得られ、図-7 の従来値と大きな差はない。このことはまた、小実験水路において粗度の基面設定がいかん重要であるかを物語っている。

2. 溝型粗度

溝型粗度は水路を横切って、壁面にある間隔をもって線状の凹部(溝)を設けるものであるが、前章に述べた

図-13 溝型粗度最終実験における底面の凹凸

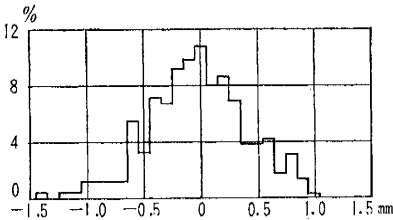
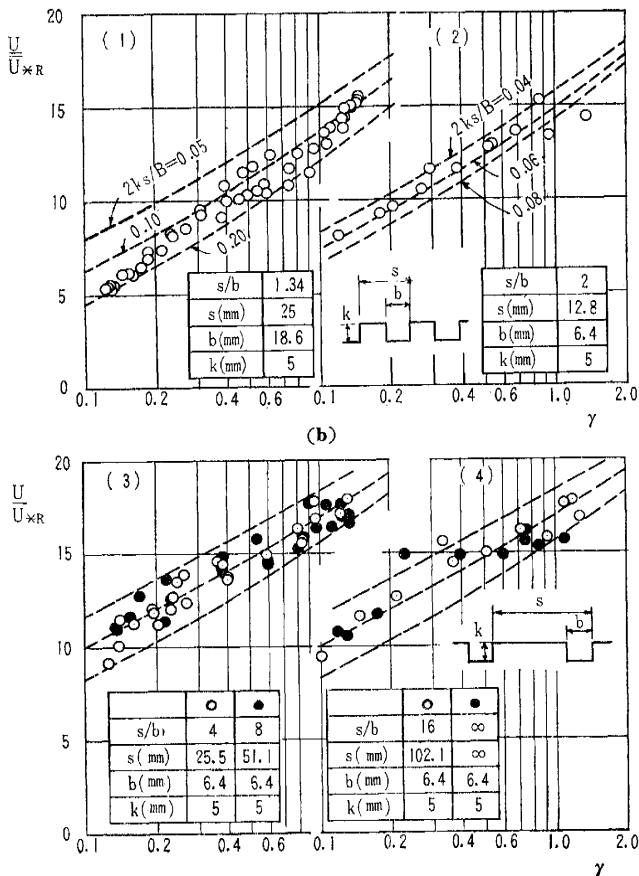


図-14 溝型粗度(底面)の実験値, $U/U_{*R} \sim \gamma$



ように、その定義は壁面の凹凸に対する基面の位置によって与えられ、たとえ稜を用いる場合であっても、相対溝間隔 s/k が 8 以下の場合は溝型粗度として取り扱う。

溝型粗度が稜型粗度と本質的に相違する点は、水路壁面凸部の後流の発達が溝幅に抑制されることである。稜型粗度における流れの抵抗はほとんど稜粗度要素の形状抗力に決定づけられ、極端に幅広い稜の場合を除いて、稜幅すなわち凸部の幅は重要でなく、稜高さ k と稜間隔 s とが主要な因子であった。これに対して溝型粗度における流れの抵抗は、凸部の形状抗力というよりも、凹部に生ずる渦動と凸部頂面の摩擦抗力に決定づけられると考えられるべきであろう。したがって、この場合には溝間隔 s と溝幅(稜粗度の純間隔にあたる) b とが主要な因子となり、稜型粗度における s/k に代わる粗度密度の指標として s/b をとるのが妥当であろう。著者はこの s/b を相対溝間隔と名づける。

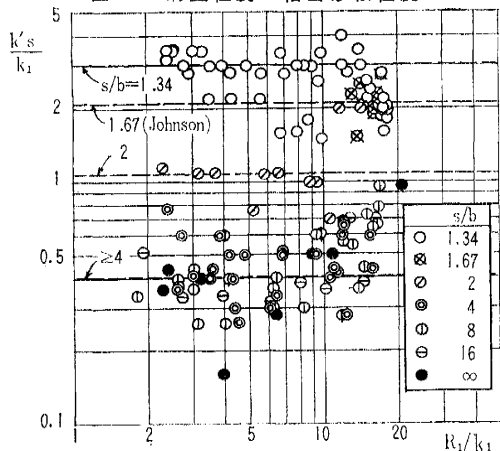
(1) 溝型粗度の実験結果

稜型粗度の実験に用いた 検角棒(矩形断面、高さ 5 mm、幅 6.4 mm)を同じ鋼製水路の底面に、その幅の 2 倍の間隔 12.8 mm で敷き並べ、そのすきまを順次一つおきに検角棒でふさいで、 $s/b=2, 4, 8, 16$ および ∞

の粗面を形成した。なお、溝間隔を拡大すると凸部頂面をラッカーで塗り上げてそう入した検棒の密着と頂面の平滑化をはかったが、若干の凹凸が残るのはやむを得なかった。検棒で底面を埋めつくした最終実験におけるその凹凸の平均値からの偏差は ± 1 mm 以内であったが、その頻度は 図-13 のようであった。これらに前実験における $s/k=5$ すなわち $s/b=1.34$ の場合を加えて、合計 6 種の溝型粗度に対する実験結果を示せば 図-14 のようである。これらの実験における水路勾配は 2×10^{-3} であり、水面勾配および水温には若干の変化があったが、両側壁の滑面の影響を決定づけるパラメーター R_{eB} の値は、 $s/b=1.34$ の場合に 3.3×10^3 、その他の場合に平均的に 5.0×10^3 である。稜型粗度に関する 図-1 に示したのと同様に、Nikuradse の砂粒粗度に準拠する抵抗抗線線を求めれば破線で示すようである。図における両者の比較から、溝型粗度の抵抗特性が砂粒粗度のそれにほぼ一致するものと判定されるが、さらに各実験値に対する相当砂粒度 k' と底面に関する径深 R_1 との関係の求め、稜型粗度にならって溝深 k で無次元化して図示すれば 図-15 が得られる。実験値はやや散らばっているが、これから相当砂粒粗度を径深の変化に無関係に、

$$s/b=1.34 \text{ に対して, } k'_s/k=3.0$$

図-15 溝型粗度の相当砂粒粗度



$s/b=2$ に対して, $k'_s/k=1.04$

$s/b \geq 4$ に対して, $k'_s/k=0.4$

とおくことができよう。

(2) 溝型粗度の抵抗則

流れの形態について, Morris は孤立粗度流 (isolated roughness flow) および干渉流 (interference flow) とともに擬似滑面流 (quasi smooth flow) と名づけるものをあげている^{5),6)}。この流れは壁面の凹部が死水域を形成し, 主流はその上をすべって流れるというものであり, 流水抵抗に関する凹部の役割りは, 死水領域内の安定した渦動を維持するためのエネルギー消費であるとされている。溝型粗度の特徴は溝による流れの剥離の影響がせまい溝幅に制約されることにあるから, 溝幅が小さく, 凸部の表面がなめらかでかつ十分に長い場合には, Morris の擬似滑面流を期待することができるであろう。しかし, 凸部の幅が溝幅と同程度に小さい場合には溝内にまったく安定した渦が生ずるかどうか疑問であり, むしろ完全干渉流の形態になると考えるのが自然であろう。事実, 図-14において, $s/b=1.34$ および 2 の場合は, その凸部が1個の椀棒で形成され, 凸部表面はなめらかであるが, それらの k'_s は R_1 にほとんど無関係であって, 凸部の摩擦抵抗力に依存していないものと判定される。すなわち, これらは完全干渉流と見なされるべきである。とくに, $s/b=2$ の場合は, 凸部の幅と溝幅とが等しく, かつ本実験では溝深 k もほぼ同値であって, 粗度の尺度として, b あるいは k だけを用いることができる。このことは, 砂粒粗度において粒径が粗度要素の大きさと同時にその密度をも代表することに共通し, さらに, $s/b=2$ の k'_s が k にほぼ等しいという結果はきわめて興味深いものがある。

著者は当初 $s/b \geq 4$ について, Morris のいう擬似滑面流を期待したが, 図-15に示されるように, この実験結果ではそれらの k'_s は, R_1 に対して特別の関係を有しないように見える。そして, s/b の値が増し, 溝の密度

が減少しても k'_s の値に特別の傾向を見出すことができなかった。この結果は, 最終的 $s/b = \infty$ においてさえも滑面の特性をうかがえないことから推察されるように, 粗度製作上の不備による凸部頂面の凹凸に起因するものようである。この凹凸は波状面に近いものではあるが, 試みにその高さが 1 mm であるとするれば, 実験範囲の平均値として, 粗滑遷移に関する Reynolds 数は, $u_{*1} k_0/\nu = 3 \times 0.1/8.2 \times 10^{-3} = 37$ となり, 少なくとも滑面ではなくて, 粗滑遷移領域にあると考えるのが妥当であろう。そして, これらの抵抗特性の詳細な議論を別としても, ともかく $s/b \geq 4$ における溝の効用はきわめて小さいということだけは確かである。

擬似滑面流に関する Morris の考察を引用すれば, 溝の存在による抵抗係数の増加量は,

$$f - f_s = 0.05 \frac{p_r}{p_0} \frac{b}{s} \dots\dots\dots (12)$$

である。ここに f は抵抗係数 ($= 8/(U/U_{*R})^2$), f_s は凸部表面の摩擦抵抗係数, p_0 は潤辺長, p_r は溝の辺長である。

参考のため, 著者の実験における溝の効用も式 (12) でおよその見当がつけられるとすれば, 溝による抵抗係数の増加量は, $s/b=4$ の場合に実験範囲内で $5 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2}$ の程度であり, $s/b \geq 8$ の場合にはその半分以下ということになる。これに対して $s/b \geq 4$ の各組における U/U_{*R} の値は 10~18 であって, f に換算して $2.5 \times 10^{-2} \sim 8 \times 10^{-2}$ であるから, 粗滑遷移の状態にあると思われる本実験値をもって Morris のいう擬似滑面流を論議するのは適当でないということになる。こうした粗滑遷移の抵抗則も重要な課題の一つではあるが, これらについてはさらに将来の研究にまつことにして, ここでは, 一応相対溝間隔の大きい溝は粗度要素としての効用が少ないという確認だけに満足することにする。

さきの図-7に示した従来の研究資料を合わせて, 溝型粗度に関する相当砂粒粗度と溝深との比を相対溝間隔に対してプロットすれば, 図-16が得られる。同図における実験値の相関は, 図-7のそれよりもすぐれており, 溝型粗度に関する主要な指標は相対溝間隔 s/b であるといつてよいであろう。なお同図には著者の棧型粗度 $s/k=10$ ($s/b=1.15$) の実験値を棧頂面を基面として整理し, その相当砂粒粗度の値を棧型粗度との境界点に対する値の代用として記入してある。

図-16において, k'_s/k と s/b との関係を単純に直線で近似すれば,

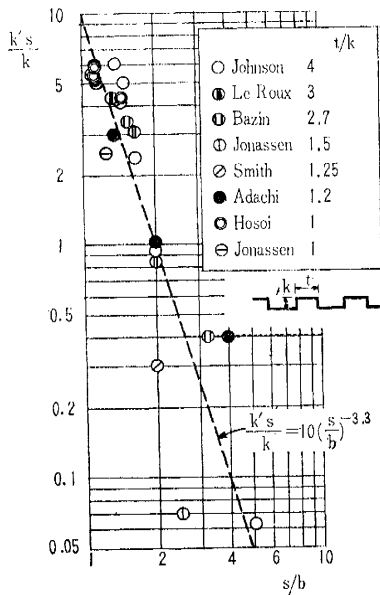
$$\frac{k'_s}{k} = 10 \left(\frac{s}{b} \right)^{-3.3} \dots\dots\dots (13)$$

を与えることができる。式 (13) を式 (10) に代入すれば, 二次元流に対する溝型粗度の対数抵抗則として,

$$\frac{U}{U_{*B}} = 19.0 \log_{10} \frac{s}{b} + 0.25 + 5.75 \log_{10} \frac{H}{k} \dots\dots\dots (14)$$

が得られ, 溝の幾何学的要素 s, b および k からその抵

図 16 溝型粗度に関する相当砂粒粗度



抗項の値が算定されることになる。なお、式 (13) を式 (7) に対比すれば、棧型粗度における式 (8) に対応して、係数 m および指数 θ はそれぞれ

$$m = 0.33 (s/b)^{-3.3} \text{ および } \theta = 0 \dots \dots \dots (15)$$

である。

溝幅 b は溝間隔 s よりも小さいから、 $s/b > 1$ であり、また溝の深さ k が s に対比できるほど大きくなければ、 s/b の値が 1 に近い場合は棧型粗度になるはずである。溝型粗度と棧型粗度との判別は粗度要素としての基面によって決定されるが、両者の遷移領域を省略し、 $s/k \geq 8$ を棧型粗度と割りきれば、本実験に用いた粗度要素については、棧幅 $t = 6.4 \text{ mm}$ 、高さ $k = 5.0 \text{ mm}$ であるから、その境界値を相対溝間隔 s/b に換算して、

$$s/b = \frac{s/k}{s/k - t/k} = 1.2$$

がこの場合の溝型粗度の限界ということになる。また式 (14) は形式的には $s/b \rightarrow \infty$ で $U/U_* \rightarrow \infty$ となるが、全抵抗が凸部の表面摩擦抵抗よりも小さくはならないことから s/b の上限は自から定まる。すなわち、溝間隔が非常に大きくなると實際上溝の影響は省略できるから、式 (14) で計算される値が凸部表面の摩擦抵抗に等しくなるときの相対溝間隔 s/b を上限と定めて實際上十分であろう。たとえば、本実験の場合には、 $s/b = \infty$ に対して、 $k's/k = 0.4$ であり、図 16 に点線で示すように $k's/k \geq 0.4$ すなわち、 $s/b \leq 2.6$ が式 (14) の適用範囲であって、 $s/b > 2.6$ に対しては溝の存在を省略することになる。

米国の W.E.S.²⁾ において行なわれた各種人工粗度の実験のうち、刷毛仕上げコンクリート水路に直

角三角形断面の溝を刻み込んだ形式の粗度については、溝を刻み込んだことの特徴が認められなかったという理由で、その資料は省略されている。刷毛仕上げコンクリート面は、著者の実験における凸部表面よりも粗度が大きいと推定されるから、それらは、おそらく相対溝間隔 s/b が上記の上限を越えたためではないと思われる。

結局、溝型粗度は相対溝間隔 s/b に特性づけられ、完全干渉流の形態をとるものとして定義されるが、その範囲について、 s/b が 1 に近づくことによって棧型粗度へ移行するような s/k を有する場合には、その下限が、また凸部表面の摩擦抵抗特性によって上限が存在し、それを越えて s/b が大きくなると、粗度要素としての溝の役割りはきわめて薄くなると結論づけることができよう。

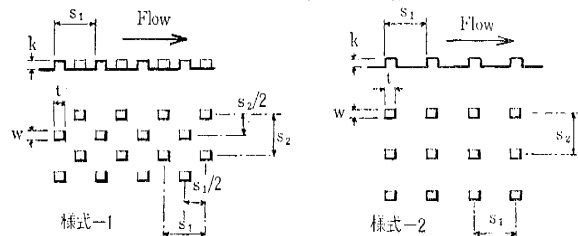
3. イボ型粗度

棧型および溝型粗度が水路を横切る線状の粗度要素をもつものに対して、点状の粗度要素をもつ形式をイボ型粗度と名づけよう。この種の粗度では、粗度要素の後流が三次元的であり、それによって形成される壁面領域も流れの方向の粗度要素間隔と、同時に横方向の粗度要素間隔に影響されるものと考えられる。したがって、棧型粗度における相対棧間隔 s/k に相当するこの場合の粗度要素の密度を表わす指標としては、点状の粗度要素 1 個がうけもつ水路壁面面積 S と粗度要素の流れに対する投影面積 F との比を採用することにした。

(1) イボ型粗度の実験結果

実験水路は前実験に使用した鋼製水路 $14.4 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$ であり、水路勾配も同様に $1/500$ である。粗度要素は厚さ 5 mm のビニール板を $5 \times 6 \text{ mm}$ のサイの目に切って作り、あらかじめ水路底面に合わせて裁断した厚さ 5 mm のビニール板に所定の間隔で接着し、これを水路底面にはめ込んだ。イボ粗度要素の配置は 図-17 のようであり、それぞれの相対粗度密度 S/F も同図に記入してある。なお様式 1 においては $S = S_1 S_2 / 2$ 、様式 2 においては $S = S_1 S_2$ となる。図-18 のプロットは、粗度要素の

図-17 イボ型粗度の様式

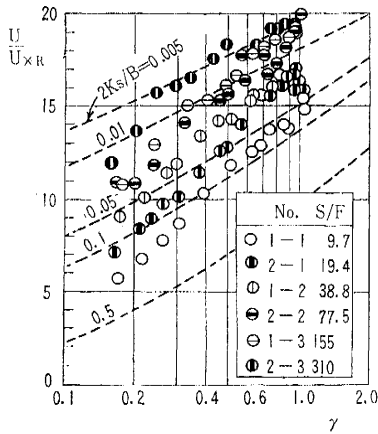


No.	1-1	1-2	1-3
S_1 (cm)	2.2	4.4	8.8
S_2 (cm)	2.2	4.4	8.8
S (cm ²)	242	968	3872
S/F	9.7	38.8	155

No.	2-1	2-2	2-3
S_1 (cm)	2.2	4.4	8.8
S_2 (cm)	2.2	4.4	8.8
S (cm ²)	484	1936	7744
S/F	19.4	77.5	310

$k = 5 \text{ mm}$, $w = 5 \text{ mm}$, $t = 6 \text{ mm}$

図-18 イボ型粗度(底面)の実験値, $U/U_{*R} \sim \gamma$



各配層において得られた実験の結果を前と同様に抵抗項 U/U_{*R} と水深の水路半幅に対する比 γ について整理したものである。これらは滑面の両側壁の影響をふくむが、その影響に関する無次元量 $R_{oB} = \sqrt{gTB/2} B/2\nu$ の値は $3.1 \times 10^3 \sim 3.5 \times 10^3$ であった。これらの実験点を Nikuradse の砂粒粗度と比較するために、同じ滑面を両側壁にもち、 $R_{oB} = 3.3 \times 10^3$ の場合の抵抗項 U/U_{*R} を計算すれば、同図の破線群のようになる。両者の対応は、明らかに不良であって、実験値は粗度要素間隔が一定であっても、その相当砂粒粗度が必ずしも一定値でなく、水深の増大にともなって抵抗の減少がいちじるしい。このような傾向は棧型粗度において棧間隔の大きい場合に見られたものであり、同様に粗度要素の後流の相互干渉が不十分であることに原因すると考えてよいであろう。さきに図-8に示した棧型粗度の例にならって、個々の実験点に対する相当砂粒粗度 k'_s を求め、側壁の影響を考慮して、底面に関する径深 R_1 についてプロットすれば、図-19が得られる。そしてこの場合、粗度密度の高い $S/F=9.7$ (実験 1-1) の k'_s 値は、棧型粗度の $s/k=40 \sim 80$ におけるそれにほぼ匹敵している。

点状の粗度要素の後流は線状の粗度要素のそれと異なっており、三次元的であるから、その相互干渉の様相あるいは限界が線状の粗度要素におけるものと相違し、イボ型粗度の抵抗値が同じ粗度密度の棧型粗度(棧型粗度については $S/F = sB/kB = s/k$ である)と一致しないのはむしろ当然であろう。後流の規模の比較は、その物体の抗力係数からも推定できるであろうから、試みに、一様流れの中にある有限長の物体に関する抗力係数を思い起こしてみれば、たとえば、直径 d 、長さ l の円柱の抗力係数は臨界値以上の Reynolds 数に対してほぼ一定値をとるが、 l が有限であれば d/l の関数で、 $d/l=1$ の抗力係数は $d/l=0$ すなわち、無限長の場合の約 $1/2$ であることが、また高さ k 、幅 w の平板についても、 $k/w=1$ の抗力係数は、 $k/w=0$ の場合の約 $1/2$ であることが実

験的に知られている。かりにこうした抗力係数の減少比が、粗度要素へも適用できて、しかもそれが抵抗特性についてまでも直線的関係にあると仮定すると、

$$[\text{点粗度の相対密度 } S/F] = \frac{1}{2} [\text{相対棧間隔 } s/k]$$

である。もちろん、水路壁面に接する粗度要素における点粗度と線粗度との対応を、このような単純な仮定で模擬することは早計であるが、ともかく、同じ流水抵抗を得るためには、イボ型粗度の相対粗度密度は棧型粗度のそれよりも大きいことが必要であり、また図-18の実験結果において、もっとも粗度密度の高い[実験 1-1] ($S/F=9.7$) すらも完全干渉流からはずれることを肯定できよう。

本実験の範囲では、この種の点粗度の完全干渉流に対する限界を見出すことができなかったが、粗度要素の密度を大きくすれば、線状粗度が棧型から溝型へ移行することと全く同様の移行を得ることができるであろう。これらについては、なお将来の研究とし、ここでは比較的疎な点粗度の問題としてとり扱うことにしたい。なお粗度要素の基面については、棧型粗度からの類似から底面にとって十分であると考えられ、“イボ”と名づけたのも、底面からの突起を意味する通俗的表現によるものである。

(2) イボ型粗度の実験式

図-19にプロットされた実験点の数は、その散らばりに対して、なお十分とはいいかねるが、棧型粗度の場合と同様に k'_s/k と R_1/k との間に、式(8)の指数関係を仮定すれば、各粗度密度ごとに、同図に付記した直線によって一応代表せしめることができるであろう。これ

図-19 イボ型粗度の相当砂粒粗度

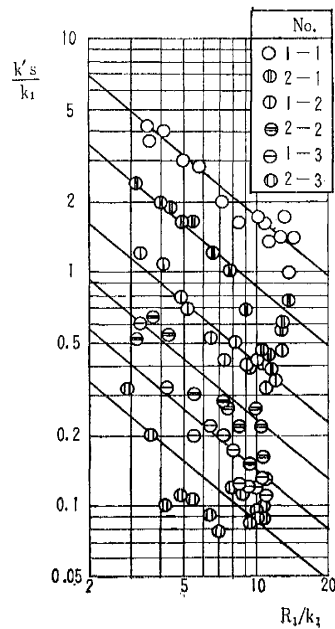
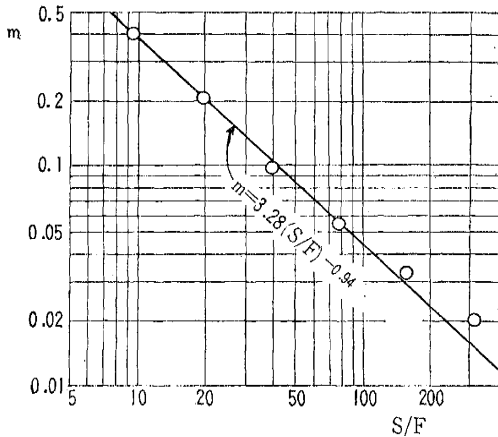


図 20 イボ型粗度の m と S/F との関係



らの直線群はほぼ平行であって、その勾配は、

$$\theta = 0.84 \dots\dots\dots(16)$$

であり、またそれらの係数 m の値は、図—20 に示すようである。そして、相対粗度 S/F 密度に対してプロットした m の値に、粗度要素配置様式の相違による特別の傾向は認められず、 S/F の大きい場合を重視しないことにすれば、 S/F に対して、同図上で直線的に、

$$m = 3.28(S/F)^{-0.94} \dots\dots\dots(17)$$

を与えることが許されるであろう。結局 k'_s/k は

$$k'_s/k = 98.4(S/F)^{-0.94}(R_1/k)^{-0.84} \dots\dots\dots(18)$$

ということになる。さらに、この種の人工粗度の抵抗則に関する実験式として、上式を二次元流の対数抵抗則の形式で書き表わせば、

$$U/U_{*H} = 10.6 \log_{10} H/k + 5.40 \log_{10} S/F - 5.47 \dots\dots\dots(19)$$

が得られる。

この実験式は、ごく限られた実験値によるものであるから、いささか強引のきらいはあるが、少なくとも、本実験でとり扱ったものと同種のイボ型粗度に対しては、かなりの確かさをもって、その抵抗値を予測する手段を

与えるものとなるであろう。なお、ここでは、人工粗度の抵抗特性として、もっぱら粗面領域に問題を限定して Reynolds 数の考慮を要する場合にふれないけれども、相対粗度密度 S/F が大きい場合に対しては完全な孤立粗度流（後流の影響が S のごく一部分であって、抵抗特性がほとんど水路壁面固有の摩擦係数に決定づけられるような流れ）への移行をふくめて、当然 Reynolds 数の影響に対する考慮が必要となるであろう。

(3) W.E.S. における実験資料による検討

イボ型粗度の実験式 (18) は一種類の粗度要素について得られたものであるが、米国 W.E.S. における実験資料²⁾を引用して、粗度要素の形状、寸法および配置の相違に対するその適用性を検討しよう。

W.E.S. の実験に用いられた点粗度要素は、4 種のモルタル製立方体および 16 番アルミ板截片の 5 種であって、それらの寸法、配置間隔は表—1 のようである。著者の用いたイボ粗度要素を ft に換算すると、 $k=0.016$ ft, $w=0.016$ ft, $t=0.020$ ft であるから、これらの粗度要素は著者のそれの約 2~5 倍の大きさである。なお粗度要素の配置様式はいずれも 図—17 の実験 1-1, 1-2, 1-3 と同類の干鳥形である。

W.E.S. の実験では、全潤辺に一樣に粗度が付してあるから、その側壁の効果を表わすパラメーターは $m(2k/B)^{\theta+1}$ であり、著者の実験値にもとづく式 (16) および式 (17) の θ および m を適用したその値は表—1 に付記したようである。これらの値を用いて、著者の実験式から全潤辺イボ型粗度の抵抗項 U/U_{*R} を計算した結果と、各組の実験値との対応を図化した結果は 図—21 のようである。まず粗度密度が比較的疎な $S/F \geq 28.8$ の各組 (①~③ および ⑤~⑧) の実験値は、実験式よりもいくらか勾配のゆるい線上に並ぶようにも見えるが、だいたい実験式を適用できるとしてもよいであろう。一方 $16.3 > S/F \geq 3.6$ の各組 (⑨~⑬) の実験値は実験式

表—1 米国 W.E.S. で用いられたイボ型粗度

実験番号	粗度要素寸法 (ft)						水路幅 B(ft)	$\frac{S}{F}$	$\frac{2k}{B}$	$\log_{10} \frac{1}{m(2k/B)^{\theta+1}}$
	k	w	t	s	w/k	t/k				
1 (660~667)	0.031	0.031	0.031	0.33	1.0	1.0	2.08	115.0	0.031	4.19
2 (693~703)	"	"	"	0.17	"	"	2.00	57.5	"	3.91
3 (704~714)	0.062	"	"	0.33	0.5	0.5	"	"	0.062	3.36
4 (739~748)	"	"	"	"	"	"	1.00	"	0.124	2.81
5 (668~681)	0.031	"	0.031	0.17	1.0	1.0	2.08	28.8	0.031	3.63
6 (648~659)	0.042	0.042	0.042	0.22	"	"	"	"	0.042	3.39
7 (682~692)	0.031	0.031	0.031	0.17	"	"	1.00	"	0.062	3.08
8 (602~611)	0.062	0.062	0.062	0.33	"	"	"	"	0.124	2.52
9 (612~623)	"	"	"	0.25	"	"	"	16.3	"	2.29
10 (615~726)	"	0.031	0.031	0.17	0.5	0.5	"	14.4	"	2.24
11 (624~635)	"	0.062	0.062	"	1.0	1.0	2.08	7.2	0.062	2.51
12 (636~647)	"	"	"	"	"	"	1.00	"	0.124	1.96
13 (727~738)	"	0.031	0.031	0.08	0.5	0.5	"	3.6	"	1.67
13 (749~758)	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"

(* 16-gage aluminum strip)

と平行にずれ、またアルミ截片の薄肉粗度要素の場合(④, ⑩)の実験値は実験式と交差するけれども勾配の異なる線上に並ぶと見るのが妥当と考えられる。これらの実験値と実験式との不一致は、実験式の適用に限界があるであろうことを示唆している。とくに粗度要素の肉厚が薄い場合の相違が目立つ。試みにこれらに対して完全干渉流の抵抗特性をあてはめてみると、相当砂粒粗度 k'_s は、 $S/F=57.5$ (④の場合)、 $k'_s/k=1.0$ 、 $S/F=3.6$ (⑩の場合) $k'_s/k=6.9$ となり、**図-21** ④の鎖線のように実験値によく合う線を描くことができる。薄肉粗度要素が同じ粗度密度でも立方体に近い粗度要素と違って完全干渉流を生ずるとなれば、粗度要素の後流の規模に差異があるとしなければならぬであろう。この点については、なお検討を要する問題であって速断はできないが、ともかく本実験の段階では、実験式の薄肉粗度要素への適用は保留すべきであろう。

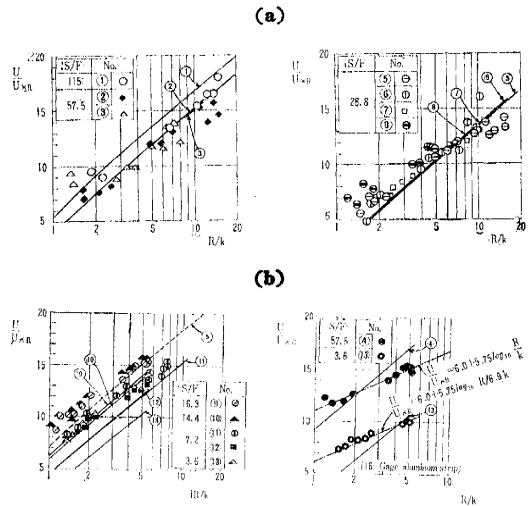
また、同じ立方体状の粗度要素に関する実験値と実験式との一部のずれについては、実験値において⑨および⑩の抵抗項 U/U_{*R} が、それよりも約2倍も粗度密度の低い⑤のそれよりも大きい値を示している点に理解しがたいものがあり、はたしてこれらの実験値が実験式の適用限界密度に相当するものであるかどうか疑わしい。しかし、実験事実としてこうした相違のあることは一概に無視できないから、このへんの議論はさらに将来の研究にまづこととし、ここではそれらの範囲の外を対象として、 $S/F > 20$ 程度の比較的粗度密度の低い場合に実験式が適用できるということにとどめよう。

4. むすび

以上、人工粗度の基本型として、線状粗度要素と点状粗度要素をとりあげ、それらの抵抗性を実験的に考察したのであるが、その結果を要約すればつぎのようである。

まず、粗度の種類によって、それぞれの抵抗特性が必ずしも砂粒粗度のそれに一致しないことを示し、線状粗度要素の場合を例として、その不一致が流れの形態の相違にもとづくことを明らかにした。そして、個々の粗度要素の抗力に注目して、従来きわめて、あいまいであった粗度の基面を定義づけ、棧型粗度と溝型粗度との分類を明確にした。つぎに、これらの線状粗度に点状粗度要素をもつイボ型粗度を加えて、それぞれの抵抗特性をあらわす対数型の実験式を提案し、それらが従来の実験資料に対しても納得できる説明を与えるものであることを示した。これらの実験式については、なお適用限界に関して検討すべき問題が残されているが、本研究によ

図-21 W.E.S.におけるイボ型粗度の実験値と著者の実験式との比較



て、この種の問題において難点の一つであった粗度形式の多種多様性を系統づける指針が得られたといつてよいであろう。

おわりに、本研究は京都大学防災研究所において行なったものであることを記し、終始ご熱心なご指導と暖いご鞭撻を賜った矢野勝正教授、石原藤次郎教授、速水領一郎教授ならびに種々の得難いご助言をいただいた岩田雄一教授に衷心から深甚の謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 足立昭平：長方形断面水路の側壁効果に関する研究，土木学会論文集，第81号，昭37.5，pp. 17~26.
- 2) Johnson, J.W.: Rectangular artificial roughness in open channels, Trans. Amer. Geophys. Union, Hydrology Section, 1944, pp. 906-914.
- 3) Morris, H.M.: Flow in rough conduits, Trans. Amer. Soc. Civ. Engr., 1955, pp. 373-410.
- 4) Morris, H.M.: Design methods for flow in rough conduits, Proc. A.S.C.E., Vol. 85, July 1959, pp. 43-62.
- 5) Powell, R.W.: Flow in a channel of definite roughness, Trans. A.S.C.E., Vol. 111, 1946, pp. 531-566.
- 6) Powell, R.W.: Resistance to flow in rough channels, Trans. A.G.U., Vol. 31, No. 4, Aug. 1950, pp. 575-582.
- 7) Waterways Experiment Station: Roughness standards for hydraulic models-Report No. 1, Study of finite boundary roughness in rectangular flumes, Corps of U.S. Army, Tech. Memo., No. 2-364, June 1953.

(1963.10.29・受付)