

ダムの水理

安芸周一

1 緒言

洪水吐や放流設備などダムに設けられる水理構造物の水理については古くから研究が行なわれておりかつ実物ダムの運用から得られた豊富な経験の集積も加えられて、現在ではその水理設計をかなりの信頼度をもって行ない得る段階に達しているといえる。

しかし、理論的に体系づけられてきた内容は主として2次元の現象に関するものであり、境界形状に影響されるいわゆる局所流現象については未知の問題を多く残している。また、近年のダムの大型化、大容量化が進むにつれて構造物の安全性および経済性が一層厳しく要求されるようになり新たな水理設計上の問題も提起されている。

現在では主要な水理構造物の設計は模型実験による検証を経て行なわれるのが普通であり、基本設計で予測できない局所的な現象や全体としての機能の改良に役立っている。しかし、ダムのような大型構造物の設計の良否は建設地点の自然および人工の環境に対して構造物をどのような設計意図で適合させるかといういわゆる配置計画の適否に支配的に影響される。このような場合、模型実験は設計意図の検証および構造物の細部修正を主たる目的とするべきであり、模型実験そのものを配置計画を含めた設計全般の手段とすることは避けねばならない。このためには基本設計の段階における十分な検討が必要であり、本講ではこのような観点から模型実験実施の前段として行なう水理構造物の配置計画、基本設計などに必要な水理的知見を主としてダムの洪水吐について述べるものとする。

2 洪水吐の設計流量

ダム洪水吐は一般に流入部、導流部および減勢工の3つの要素で構成されており、それぞれの構成要素は表一1に示すような型式に分類される。¹⁾ 洪水吐の有すべき機能は洪水の円滑な疎通と減勢であり、環境の諸

条件と適合するように各構成要素の組合せが選定される。洪水吐の設計流量は各構成要素の設計を行なう上での基準流量であって構造物の目

表一1 洪水吐の構成要素

流 入 部		導 流 部	減 勢 工	
越流式	正面越流型	シュート式 トンネル式 堤体流下式	跳水式	水平水たたき型
	横越流型			傾斜水たたき型
	半円越流型			バケット型
	朝顔型		スキージャンプ式 自由落下式	
オリフィス式 サイフォン式				

1) 日本大ダム会議「ダム設計基準」第2章第1節

的や与えるべき機能によって1つのダムでも対象別にかなり幅のある値になることがある。

構造物の合理性は安全性と経済性の両面から追求される。しかし、ダムにとっての命題である絶対に破壊してはならないという前提に立てば、既往のダムの破壊がしばしば洪水吐放流能力の不足による非越流部の越流によって生じていることからみて、特にフィルダムの洪水吐放流能力の極限としてはその地点に起り得る最大の洪水流量、いわゆる可能最大洪水流量を考慮すべきであり、経済的考慮を払う余地はなくなる。一方、ダムの破壊には至らない構造物の損傷ないしは下流河川に及ぶ被害などで人命に対して直接的災害を与えない場合は経済的な考慮を払った洪水流量を用いることができよう。これには一般に確率洪水流量が用いられるが、対象となる問題についていかなる超過確率年をとるべきかという基準はあまり明確でない。

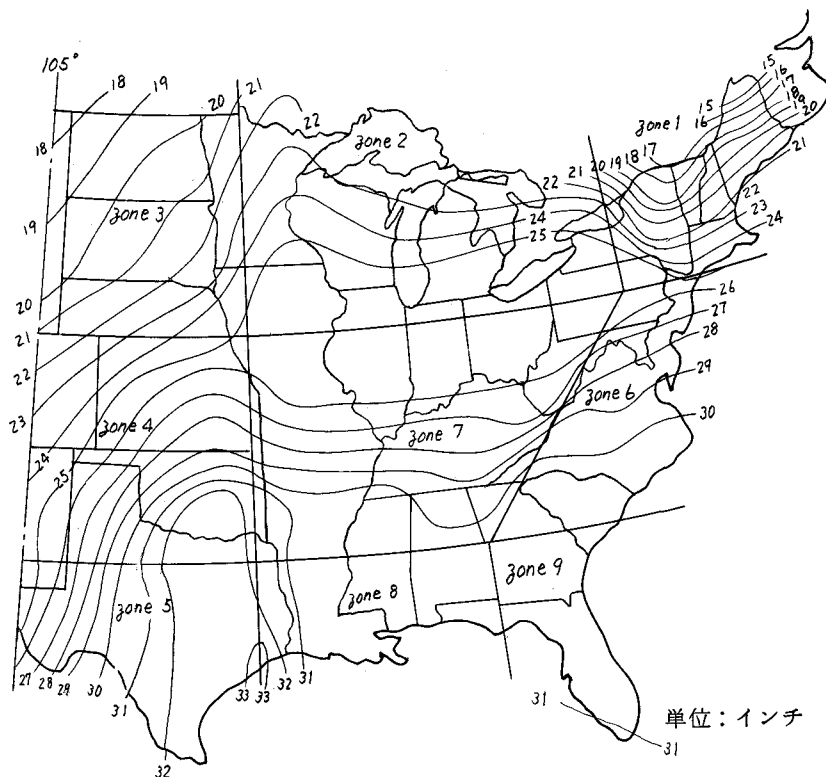
以上のような観点からダムの設計流量は①可能最大洪水流量、②設計洪水流量、③減勢工設計流量の3つが基本的要素になる。

可能最大洪水流量はある計画地点について、その流域に生ずる降雨およびその結果として流出に關与する気象学的水文学的諸要素を合理的な意味において極大化して求めるものである。過去の降雨記録から流域に大雨をもたらす気象条件の型を抽出し、この型の降雨において更に条件の悪化した場合の降雨の増分を加え、地形、地相を考慮して修正し、もっとも危険な降雨量を定める。そしてこの降雨に対して流出解析を行ない計画地点のハイドログラフを定める。

実際問題として可能最大洪水流量を適確に定めるのは難しいことであるが、米国においてはこれをダム計画に実際に使用している。参考までに米国開拓局が作成した可能最大降雨の資料²⁾を図-1に示す。図-1は10 mile² (25.9 km²) 当りの6時間雨量であり、これを用いてDDA解析を行なうのであるが、南部のハリケーン地帯では33 inch (838 mm) を考慮しており、図の値は一般に既往最大降雨の2～3倍に達している。

設計洪水流量は洪水吐の規模、形状を設計する上での基準となる流量である。洪水吐の水理設計を生起確率が零に近い可能最大洪水流量について行なうのは不経済であり、ダムの型式や環境の条件に応じて種々の段階の生起確率の洪水流量がとられる。本邦のダムの設計、管理についての現行の法令が準拠している日本大ダム会議ダム設計基準では設計洪水流量としてコンクリートダムについては100年確率洪水流量もしくは既往最大洪水流量いずれか大きい方を、またフィルダムについてはコンクリートダムとして定められる値より20%大きい流量をとるものと規定している。この設計洪水流量は主として洪水吐疎通能力の設計条件として用いられるもので、貯水池設計最高水位や流入部導流部の規模、形状の設計流量になる。例えば、越流部縦断形状の設計方針はキャピテーションや水脈のはく離が生ずるような危険な負圧の発生を押さえ、その条件で最大の越流量係数を得ることであるが、この設計を設計洪水流量について行ない、仮りにこれを上回る洪水が生じて構造物が損傷されても、ダム本体の安全性に支障なく洪水を放流できれば可とするものである。

減勢工設計流量も原則的には設計洪水流量が適用される。しかし、洪水吐の減勢能力は疎通能力に較べればより強い経済的配慮を行ない得ることが多い。減勢工には種々の型式が考案されているが、水理学的な減勢機構としては跳水によるものが主体である。ところが、跳水の形成は設計条件に対して臨界的であって、設計条件を上回る流量に対してはある遷移領域を経て跳水は吹き飛ばさ



図一1 米国の西経105°以東10 mile²の地域に対する可能最大6時間降雨量

れ、下流に射流が飛散する結果となる。このため環境条件によっては減勢能力に厳しい条件の課せられる場合もあるし、また、仮りに洪水が射流のまま放流されたとしても下流河川に局所的な洗掘堆積による河床変動を及ぼす範囲は数百米程度の区間であり、もしこの間が人命、財産を始め公共施設の存在しない山地河川であれば減勢工の設計条件はかなりの程度緩和されよう。

洪水吐の設計流量の選定はダムの立地条件と関連して固々に複雑な要素をはらむため、これを一律に定めることは仲々難しい。世界的にも各国で様々であるが、設計洪水流量として米国では重要なダムについては可能最大洪水流量かその60%位の値をとり、ヨーロッパでは1000年確率洪水流量が基準になっている。本邦では前述のように100年確率洪水流量が基準となっている。100年確率洪水流量という一見稀れな現象に見えるが、ダムの耐用年数を100年とした場合にこの間に100年確率を上廻る洪水の生起する確率が約70%、1000年確率を上廻る洪水の生起する確率は約10%ある。さらに、日本全国のダムが100以上の気象的に独立した地域に存在するとすれば、毎年どこかで100年確率を上廻る洪水が生ずることになる。事実、本邦において設計洪水流量を上廻る洪水の生じた事例は決して少なくない。洪水に対して弱点を持つフィルダムが昨今盛んに建設され、またダム下流の社会資本が充実されつつある現在、諸外国の例も参照して、設計流量の考え方の再検討も必要ではないかと考えられる。

洪水流量選定の一例として米国カリフォルニア州に建設されたAuld Valley ダムの例を示すと次のようである。³⁾

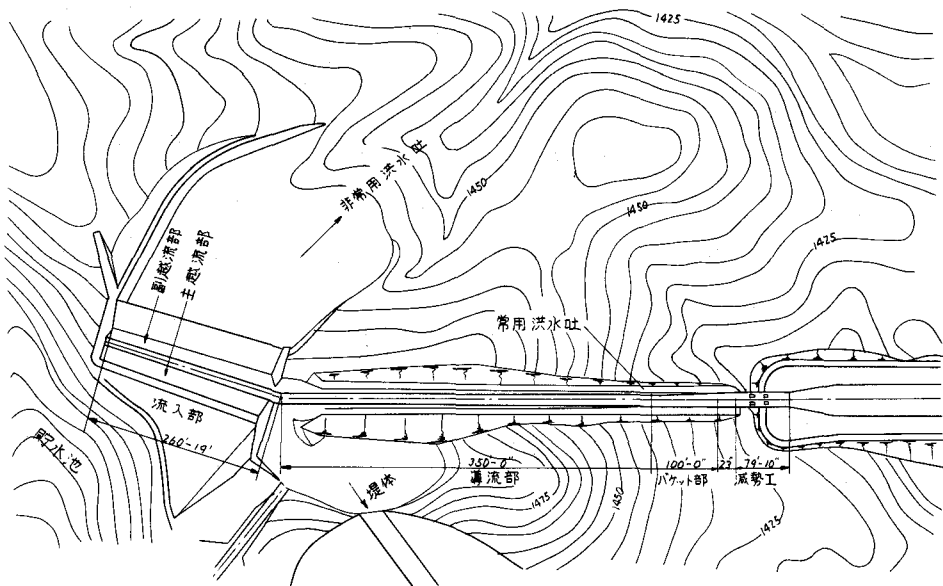


図-2 Auld Valleyダム洪水吐配置計画

図-2はAuld Valleyダムの洪水吐配置計画である。ダムは高さ30m、総貯水容量 $5.5 \times 10^6 \text{ m}^3$ のアースダムで流域面積は 135 km^2 である。洪水吐の流入部はゲートなしの自由越流式であり、自然の洪水調節機能を有するが、このダムに与えられた流入、流出の洪水条件は図-3に示すとおりである。また、これと確率洪水流量との関係を表-2に示すが、可能最大洪水流量、設計洪水流量が100年確率洪水流量に較べていかに大きいかがよく解る。洪水吐の流入部は可能最大洪水流量を自然貯留により調節しつつ、ダム非越流部の天端まで水位上昇を許して放流するよう計画されており、ダム本体

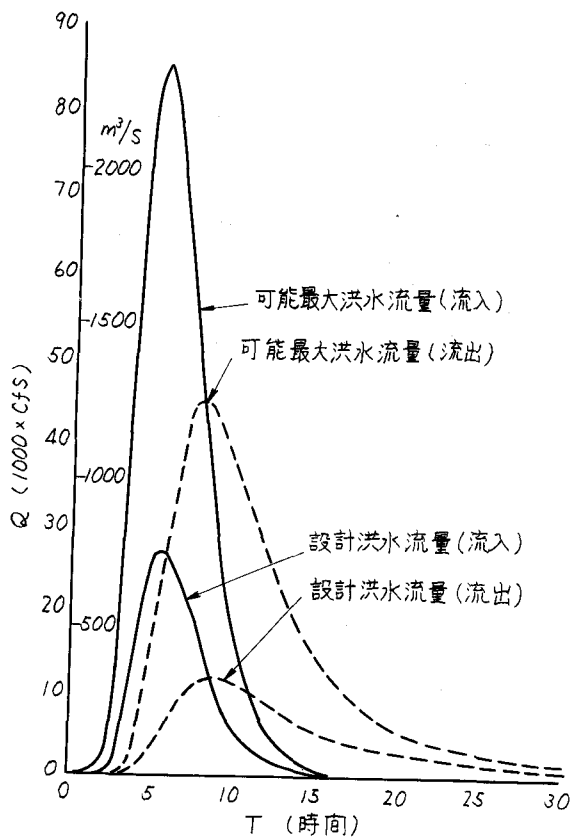


図-3 Auld Valleyダムの洪水ハイドログラフ

3) G.F.Horowitz 「Design of combined service and auxiliary spillway at Auld Valley reservoir」 Proc ASCE Hy10, 1970.

表-2 Auld Valleyダム洪水吐の放流流量の配分

	50年確率	100年確率	設計洪水流量	可能最大
流入洪水流量	253 m ³ /s	333m ³ /s	742 m ³ /s	2350 m ³ /s
流出洪水流量	81	109	322	1246
放流管流量	11	0	0	0
越流部流量	70	109	322	1246
常用洪水吐	70	84	120	249
非常用洪水吐	0	25	202	997

については高い安全率を持たせている。これに対して一旦放流された後の処理としては常用および非常用の2つの導流部が設けられている。常用の導流部は横越流水路、導水路からなるコンクリート水路で末端に跳水式減勢工が設けられている。これに対して非常用導流部は流量がある限度を越えると横越流水路から越水して流下する無保護の自然斜面である。常用および非常用導流部への流量配分は表-2に示すとおりであって、流量が50年確率洪水流量を越えると無保護の自然斜面を洪水が流下することになる。このように、放流後の洪水処理のための設計条件は流量としては洪水吐放流能力の1/10以下であり、ダム本体の安全性に直接関係しない部分には思いきった経済的考慮の払われていることが解る。

3 流入部の水理

3-1. 標準型越流頂形状と流量係数

正面越流型流入部の縦断形状は刃型せきの自由ナップの下側曲線形状に近似させた標準型越流頂形状が基本になる。標準型越流頂形状は図-4に示すように越流頂部の上流側が複合円弧、下流側が指数関数になり、その代表的なものに、表-3に示すHarroldおよびRandolphの形状がある⁴⁾。両者共に接近流速水頭が小さな場合、すなわち深い貯水池からの越流を対象にしたものである。しかし、最近建設が盛んなフィルダムのように洪水吐をダム本体とは別途の基盤上に建設し、山腹を開削して流入路を設け、これに越流部を接続する場合には接近流速が毎秒数mの程度になり、その影響は無視できなくなる。接近流速を考慮した越流頂部形状は上流面については図-5、下流面については(1)式および図-6によって求められる⁵⁾。

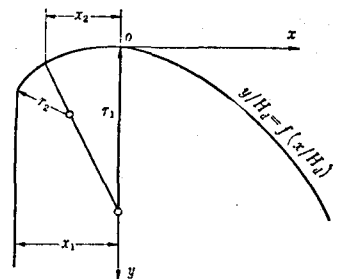


図-4 標準型越流頂

$$\frac{y}{H_d} = K \left(\frac{x}{H_d} \right)^n \quad (1)$$

標準型越流頂の越流量の算定には本邦では次に示す岩崎の式⁶⁾がよく用いられる。

4) 土木学会編水理公式集 昭和46年度改定版 p.258

5) 前出の2), p.229

6) 前出の4), p.260

$$Q = C B H^{3/2} \quad (2)$$

$$C_d = 2200 - 0.0416 \left(\frac{H_d}{W} \right)^{0.990} \quad (3)$$

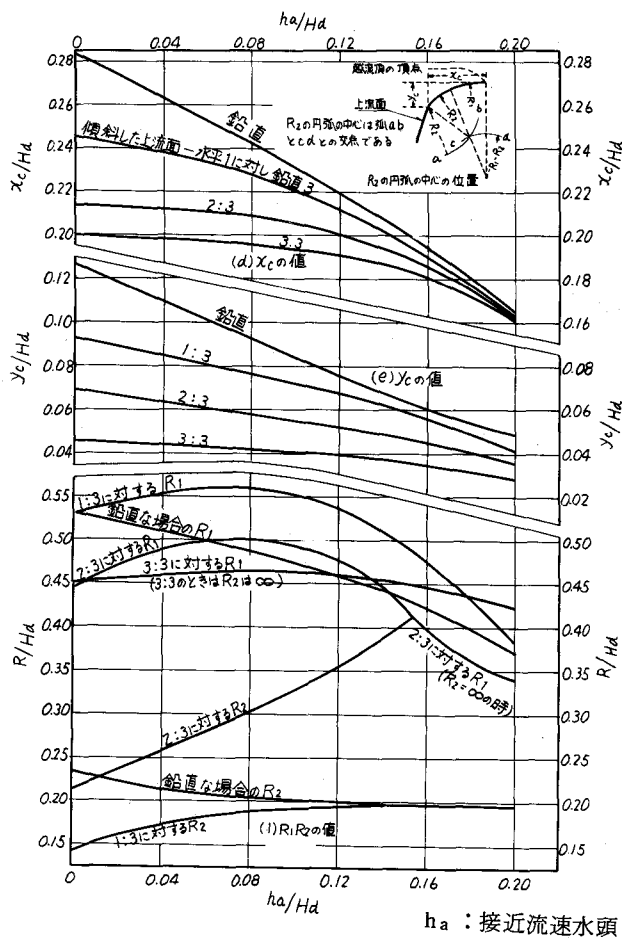
$$C = 1.60 \frac{1 + 2a(H/H_d)}{1 + a(H/H_d)} \quad (4)$$

ここに、 Q ：流量 (m^3/s)，
 B ：越流幅 (m)， H ：越流水頭 (m)， H_d ：設計越流水頭 (m)
 W ：堤高 (m)， a ：常数， C ：
 流量係数， C_d ： $H = H_d$ における流量係数

表一 3 標準型越流頂形状

	Harrold	Randolph
x_1/H_d	0.287	0.282
x_2/H_d	0.180	0.175
r_1/H_d	0.5	0.5
r_2/H_d	0.2	0.2
$f(x/H_d)$	$0.53 (x/H_d)^{1.8}$	$0.50 (x/H_d)^{1.88}$

ここに H_d ：設計水頭



図一 5 接近流速を考慮した標準型越流頂形状の上表面

越流量を求めるには、先づ(3)式から C_d を求め、これを(4)式に代入し、 $H/H_d = 1$ において a を決定する。

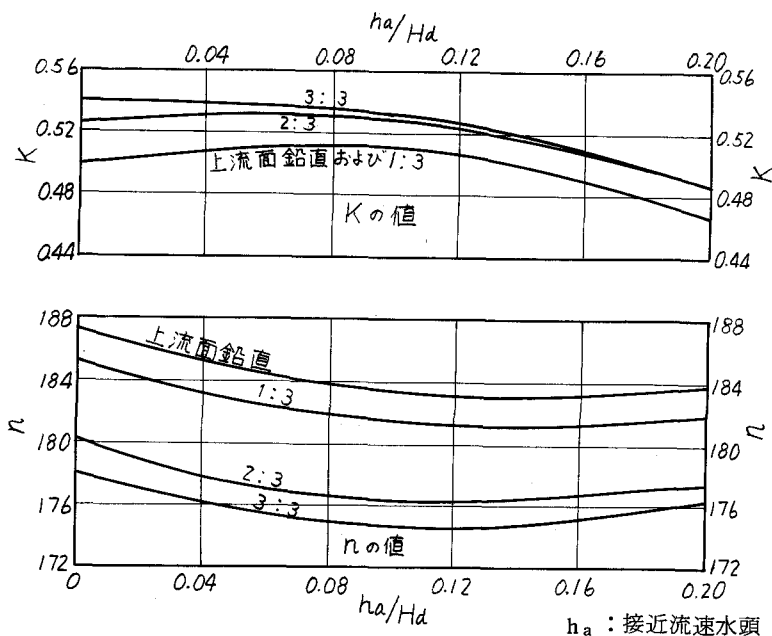


図-6 接近流速を考慮した標準型越流頂形状の下流面

3-2 準標準型越流頂形状と流量係数

洪水吐の流入部には通常ゲートが設けられ、ゲート部分開放操作による調節放流が行なわれる。このため、ゲート小開度時の流出水脈の軌跡は標準型越流頂形状よりもふくらんだ形になり、負圧の発生ないしは水脈のはく離の恐れがある。そこで、大型ゲートを取りつける越流部ではゲート戸当り部から下流の形状をゲート小開度時の流出水脈軌跡にあわせる。この場合、越流頂形状は標準型越流頂よりもふくらんだ形になり、自由越流時の流量係数は低下する。

このように、越流頂上流面形状が標準型越流頂に一致し、下流がそれよりもふくらむかやせた形になるものは準標準型越流頂と呼ばれ、その流量係数は岩崎により次式で与えられる。⁷⁾

$$C_d = 1.971 + 0.498\xi + 6.63\xi^2 \quad (5)$$

ここに、 ξ は $x/H_d = 0.5$ における y/H_d の値である。

ゲート戸当りを越流部頂点におくと越流頂形状がふくらみすぎるため、戸当りを頂点より下流側に移し、頂点と戸当り間は標準形状、それより下流は標準形状に接する放物線にすると負圧発生を防止し、かつ流量係数の低下を押さえる点で有効である。

図-7に示すように、Randolph の形状を基礎として、ゲート戸当りを頂点から αH_d だけ下流に設けた場合の越流頂形状は次のようになる。

$$0 < x/H_d < \alpha$$

$$\frac{y}{H_d} = 0.50 \left(\frac{x}{H_d} \right)^{1.85} \quad (6)$$

7) 前出の4), p.260

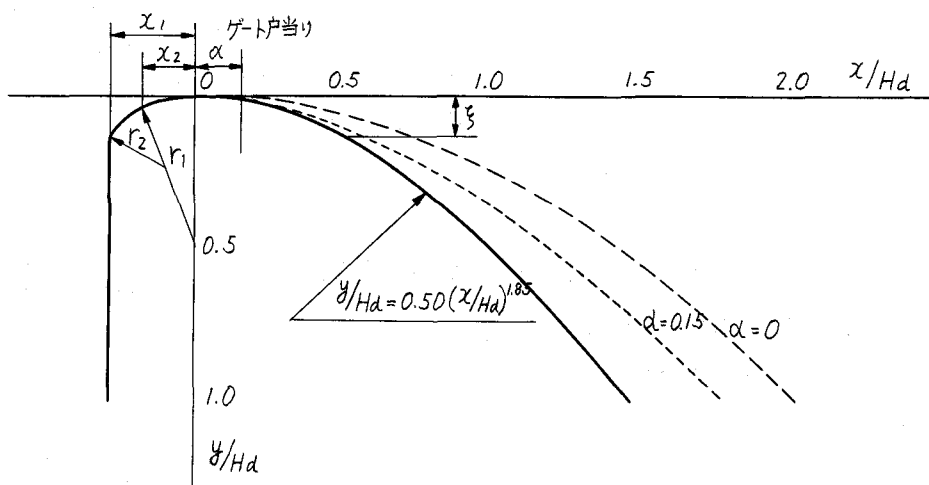


図-7 ゲートを設ける場合の越流頂形状

$$x/H_d > \alpha$$

$$\frac{y}{H_d} = \frac{1}{4 \cos^2 \theta (1 + \beta)} \left(\frac{x}{H_d} \right)^2 + \left\{ \tan \theta - \frac{2 \alpha}{4 \cos^2 \theta (1 + \beta)} \right\} \frac{x}{H_d} + \frac{\alpha^2}{4 \cos^2 \theta (1 + \beta)} + \beta - 0.925 \alpha^{1.85} \quad (7)$$

ここに、 $\theta = \tan^{-1} 0.925 \alpha^{0.85}$ 、 $\beta = 0.50 \alpha^{1.85}$

α は一般に0.1～0.2の範囲にとられるが、今 $\alpha=0$ および0.15について(7)式より ξ を計算し、(4)式より C_d を求めると表-4のようになる。ゲート戸当りを頂点に置いた場合は流量係数は標準型の較べて7%低下するが、戸当りを $0.15H_d$ 下流にずらすとこれを2%にとどめることができる。

4 導流部の水理

4-1. 導流部の流れ

導流部の流れは乱流境界層流であり、図-8に示すよう

	ξ	C_d	標準型との比
標準型	0.139	2.17	1.00
$\alpha=0$	0.063	2.03	0.93
$\alpha=0.15$	0.109	2.12	0.98

に、ポテンシャル流とみなし得る主流部に壁面摩擦によって水路始点から発達する境界層が食いこんで行く。乱流境界層が水面に達した点から下流では流れは全面的に乱流になり、空氣の連行が開始される。ダム下流面の流れで、ある点から下流で流れが突然に白濁するのはその点で乱流境界層が水面に達したことを示している。一般に、設計洪水流量のような大流量時には流れがダム下流端に達するまでに境界層が水面まで表われないことが多い。

このように導流部の流れは流速分布の一樣な主流部と境界層の2つで構成され、流れのエネルギー損失は境界層内のみで行なわれる。導流部の水理計算にはManningの抵抗則が一般に用いられているが、これは流速分布が確立された流れに流れ全体としての平均的な抵抗則を考えるもので発達過程の境界層流に適用することは妥当でない。さらに、高流速の導流部に作用する流

れの力、水路面の凹凸によるキャビテーションの発生、空気の連行による水深の増大などを検討するためには乱流境界層流としての扱いが必要である。

4-2 乱流境界層の発達

導流部の流れの基本式は図-8に従って次の3式で示される。

主流部のエネルギー式

$$E = \frac{v_0^2}{2g} + h \cos \theta - x \sin \theta \quad (8)$$

境界層部の運動量方程式

$$\frac{\tau}{\rho v_0^2} = \left(\frac{v_*}{v_0} \right)^2 = \frac{C_f}{2} = \frac{d\vartheta}{dx} + \frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dx} (2\vartheta + \delta_*) \quad (9)$$

連続式

$$q = (h - \delta_*) v_0 \quad (10)$$

図-8 導流部の流れ

ここに、 E ：境界層始点での流れのエネルギー水頭、 τ ：壁面摩擦応力、 v_0 ：主流流速、 $v_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ ：摩擦速度、 C_f ：摩擦抵抗係数、 q ：単位幅当りの流量、 h ：水深、 δ_* ：排除厚、 ϑ ：運動量厚、 x ：流れ方向の距離、 θ ：水路の水平面となす角度

δ_* 、 ϑ およびエネルギー厚 δ_{**} は境界層流の特性を表わす長さの次元を有する数値で、それぞれ境界層内の流量、運動量および運動エネルギーの損失の尺度であり次式で定義される。

流量の損失を $v_0 \delta_*$ とすると

$$v_0 \delta_* = \int_0^{\vartheta} (v_0 - v) dy \quad (11)$$

従って

$$\delta_* = \int_0^{\vartheta} \left(1 - \frac{v}{v_0} \right) dy \quad (12)$$

運動量の損失を $\rho v_0^2 \vartheta$ とすると

$$\rho v_0^2 \vartheta = \int_0^{\vartheta} \rho v (v_0 - v) dy \quad (13)$$

従って

$$\vartheta = \int_0^{\vartheta} \frac{v}{v_0} \left(1 - \frac{v}{v_0} \right) dy \quad (14)$$

運動エネルギーの損失を $\frac{1}{2} \rho v_0^3 \delta_{**}$ とすると

$$\frac{1}{2} \rho v_0^3 \delta_{**} = \int_0^{\vartheta} \frac{1}{2} \rho v (v_0^2 - v^2) dy \quad (15)$$

従って

$$\delta_{**} = \int_0^{\delta} \frac{v}{v_0} \left(1 - \frac{v^2}{v_0^2}\right) dy \quad (16)$$

また、 δ_* と ϑ の比、 $H = \delta_*/\vartheta$ は境界層の形状係数と呼ばれ、境界層内流速分布形の特性を与える。

境界層の発達過程は(8), (9), (10)式を連立に解き、流速の分布則を与えて求められるが、急勾配水路については岩佐,⁸⁾ Halbron⁹⁾等の滑面としての近似式が示されている。

しかし、実物のコンクリート水路は粗面であり、いわゆる相当粗度 k が抵抗則の主要な因子になる。例えば図-9は実物ダムでの流速分布測定例¹⁰⁾であるが、境界層の流速分布は図-10に

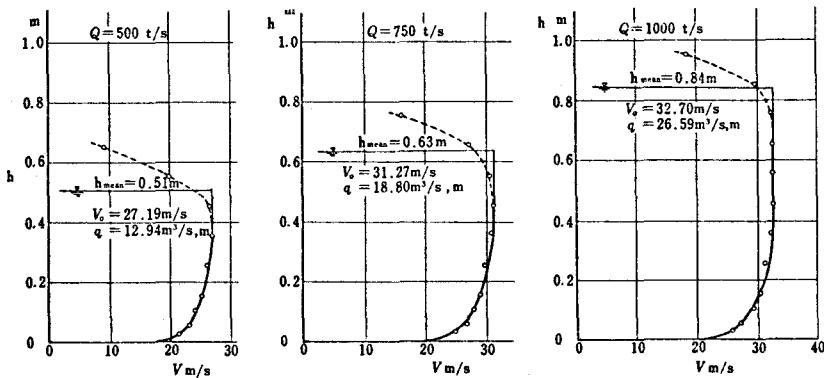


図-9 実物ダム導流部の流速測定例

示すように粗面の対数分布則で良く表現される。

すなわち

$$\begin{aligned} \frac{v}{v_*} &= A + B \log \frac{y}{k} \\ &= 8.48 + 5.75 \log \frac{y}{k} \end{aligned} \quad (17)$$

抵抗則として(17)式を用い、(8)~(10)式を計算する。まず、(8), (10)式から h を消去して x で微分すると

$$\frac{dv_0}{dx} = \left(\frac{d\delta_*}{dx} \cos \theta - \sin \theta \right) \left(\frac{g v_0^2}{g q \cos \theta - v_0^3} \right) \quad (18)$$

(18) 式を(9)式に代入し、 $H \div \text{const}$ と考えて整理すると

$$\frac{d\delta_*}{dx} = \left\{ \frac{C_f}{2} + \frac{(2+H)}{H} \cdot \frac{\delta_*}{v_0} \cdot \frac{g v_0^2 \sin \theta}{(g q \cos \theta - v_0^3)} \right\} \bigg/ \left\{ \frac{1}{H} + \frac{(2+H)}{H} \cdot \frac{\delta_*}{v_0} \cdot \frac{g v_0^2 \cos \theta}{(g q \cos \theta - v_0^3)} \right\} \quad (19)$$

8) Iwasa 「Boundary layer growth of open channel flows on a smooth bed and its application to channel design」 Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto Univ. Vol XIX, No 3, 1957.

9) Halbron 「Etude la mise en régime des écoulements sur les ouvrages à forte pente」 La Houille Blanche Jan-Fev. 1952

10) 安芸・磯部 「新成羽川ダム洪水吐放流実験とその解析」 電研報告 No 69005, 69, 7

(18), (19) 式において

$$C_f = 2 \left(\frac{v_*}{v_0} \right)^2 = \frac{2}{(A+B \log \frac{\delta}{k})^2} \quad (20)$$

$$\delta_* = \frac{B}{A+B \log \frac{\delta}{k}} \cdot \delta \quad (21)$$

$$\vartheta = \frac{B(A+B \log \frac{\delta}{k} - 2B)}{(A+B \log \frac{\delta}{k})^2} \cdot \delta \quad (22)$$

$$H = \frac{\delta_*}{\vartheta} = \frac{A+B \log \frac{\delta}{k}}{A+B \log \frac{\delta}{k} - 2B} \quad (23)$$

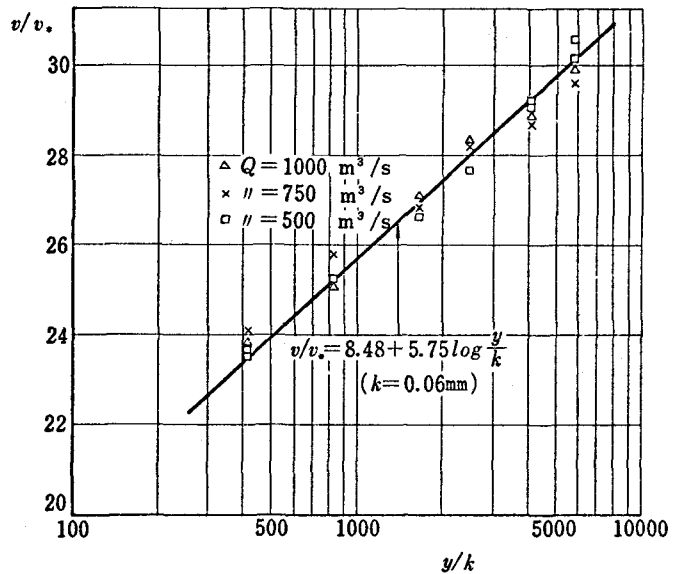


図-10 実物ダム導流部の流速分布

境界層の発達過程は (19) 式に (20)～(23) 式を代入し, (18) 式とあわせて数値積分することにより求められる。しかし, この計算はかなりはん雑な上に平板上の流れとして圧力を静水圧分布としているため, 縦断的な彎曲の多い洪水吐導流部に適用することはあまり實際的でない。

このため, 導流部の境界層発達過程を求める実用的な経験式として次式が提案されている。¹¹⁾

$$\frac{\delta}{L} = 0.08 \left(\frac{L}{k} \right)^{-0.233} \quad (24)$$

ここに, L : 越流頂曲面の始点からの流下距離

(24) 式は急勾配粗面水路の境界層発達過程を平行流中に置かれた滑面平板に沿う境界層に類似の表現で示すもので, 当初 Bauer¹²⁾ が提案したものをその後の検討¹³⁾ および実物ダムでの観測資料¹⁴⁾ を加えて米国 WES が修正したもので, 実験, 実測値との対比は図-11 に示すとおりである。

コンクリート水路の相当粗度 k は表-5¹⁵⁾ のように示されているが著者の実測によると極めていいねいに施工された場合には $k = 0.06 \text{ mm}$ であり, WES の提案値は $k = 0.6 \text{ mm}$ とかなり

11) Hydraulic Design Criteria, Sheet 111-18, Spillway Energy Loss, U.S. Army Engineer

12) Bauer, W.J., Turbulent Boundary Layer on Steep Slopes, Trans ASCE, Vol 119, '54

13) Keulegan, G.H., Turbulent Boundary Layer Development on Spillways, U.S. Army Engineer W.E.S. Paper No. 2-587 1963. 7

14) Unpublished data by U.S. Army Engineer

15) 土木学会編 水理公式集 昭和38年度増補改定版 p.145

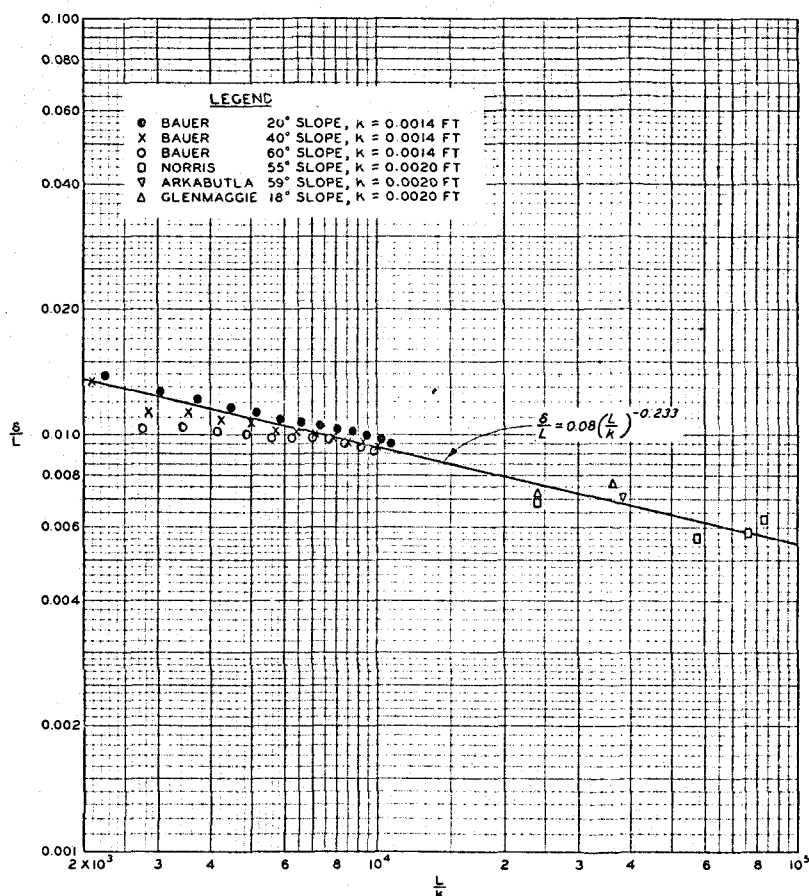


図-11 δ/L と L/k の関係

表-5 コンクリート水路の相当粗度 k

壁面の状態	k (mm)
きわめてなめらかな新しいコンクリート, スチールフォーム使用, 継目平滑	0.015 ~ 0.06
なめらかで新しい (またはかなり新しい) コンクリート, スチールフォーム使用, 表面気泡あり 継目平滑	0.06 ~ 0.18
やや粗いコンクリート, 表面はコテ仕上げまたはハケ仕上げで良好, 継目良好	0.18 ~ 0.4
遠心力コンクリート管, 継目良好	0.15 ~ 0.45
粗面, 表面は侵食を受けたり, 木製型わくのあとが明瞭であったり, レイタンスが流出しているもの	0.4 ~ 0.6
きわめて粗面, 粗い木製型わくで打ったもの, または悪いコンクリートが侵食を受けたもの。継目の目違いがひどいもの。	0.6 ~ 3.0

大きい。通常の鋼製型枠を使用した水路では $k = 0.2$ mm 程度が適当と考えられる。

4-3. 導流部の摩擦損失水頭

導流部の境界層発達過程を (24) 式により求めると境界層が水面に達するまでの区間のエネルギー損失 E_L は (15) 式の定義によりエネルギー厚 δ_{**} を知って直ちに求められる。

$$E_L = \frac{1}{2} \rho v_0^3 \delta_{**} \quad (25)$$

$$\delta_{**} =$$

$$\frac{2B}{A+B \log \frac{\delta}{k}} \left\{ 1 - \frac{3B}{(A+B \log \frac{\delta}{k})} \delta \right. \\ \left. + \frac{3B^2}{(A+B \log \frac{\delta}{k})^2} \delta^2 \right\} \delta \quad (26)$$

従って、摩擦損失水頭 H_L は

$$H_L = \frac{v_0^3 \delta_{**}}{2gq} \quad (27)$$

導流部下流端において減勢工に流入する流れの流速水頭および水深を求めるには、先づ図-12に従って水路長 L を計算し、(24)式から δ を求める。ここで、摩擦損失を無視した理論水深 $h_0 = q/\sqrt{2g(H_d+W)}$ と比較して $h_0 > \delta$ であれば境界層は水面に達しない。つづいて、(26)式から δ_{**} を求める。主流流速 v_0 および水深 h は(11)式の定義から

$$h = \frac{q}{v_0} + \delta_* \quad (28)$$

$$v_0 = \sqrt{2g(H_d+W-h)} \quad (29)$$

δ_* を(21)式から求め、(28)、(29)式を試算で解いて v_0 、 h を定める。 v_0 、 δ_{**} を(27)式に代入して H_L を求めると導流部下流端で流れの保有する全水頭 H_0 は $H_0 = H_d + W - H_L$ として与えられる。

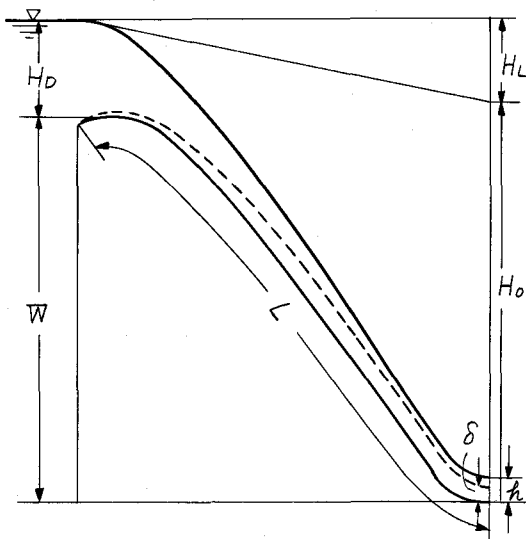


図-12 摩擦損失水頭の計算

最初の計算において、 $h_0 < \delta$ となる場合は試算的に $\delta = h$ となる点を求め、それより下流は(17)式の抵抗則による不等流計算を行えば良い。この場合、損失計算にManningの式を用いる時の n は次式で求められる。

$$n = \frac{k^{1/6}}{\sqrt{g(A+B \log \frac{h}{k})}} \quad (30)$$

導流部の構造によっては流れの剪断力、すなわち摩擦応力 τ_0 を考慮しなければならないことがある。

$$\tau_0 = Cf \frac{\rho v_0^2}{2} = \frac{2\rho v_0^2}{(A+B \log \frac{\delta}{k})^2} \quad (31)$$

δ および v_0 の計算値から(31)式によって導流部各点の摩擦応力の分布を求めることができる。

5 減勢工の水理

5-1. 跳水式減勢工

跳水は射流が常流に遷移する際に経過する停止波現象であり、機構的には噴流拡散の一形態である。無限域に拡散する自由噴流と異なる点は拡散に加わる水量が水平渦による逆流によって大量に供給されるため、最大流速の低減が自由噴流に較べて著るしく速く行なわれることである。図-13¹⁶⁾は十分に発達した跳水内の最大流速の低減を自由噴流と比較したものである。流速低

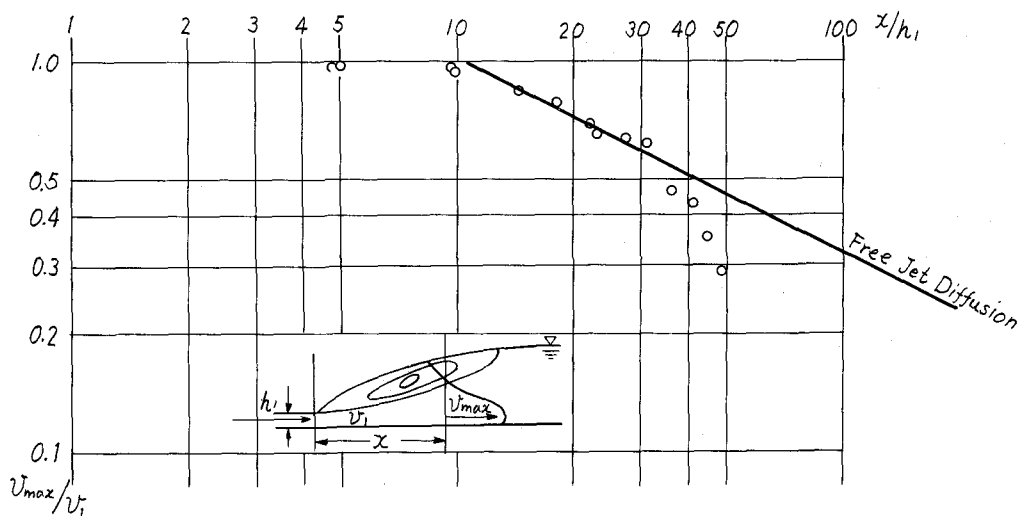


図-13 跳水内部における最大流速低減過程

減の割合は $x/h_1 \div 30$ までは自由噴流に関する Albertson 等の式¹⁷⁾と良く一致するがこれ以上の範囲でははるかにそれより顕著になる。跳水の終端は $x/h_1 \div 50$ 付近であり、ここでは跳水の最大流速は自由噴流の約 $1/2$ になり短区間での減勢として跳水が優れた機能を有していることが解る。

跳水は水路の形状、勾配に応じて様々な形態をとるが図-14に示す跳水について水路方向に運動量方程式をたてると

$$\rho q(v_1 - v_2) + \frac{1}{2} \rho g(h_1^2 - h_2^2) = D + \tau_m L - W \sin \theta \quad (32)$$

ここに、

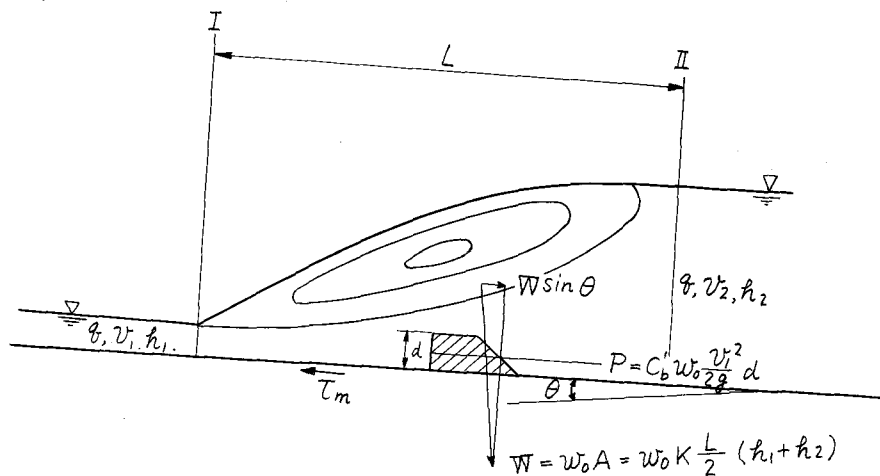


図 14

16) 安芸・大野「跳水・スキージャンプ併用式減勢工の水理特性」電研報告 Ⅱ 71014, 1972. 3

17) Albertson et al 「Diffusion of Submerged Jets」 Trans ASCE, Vol 115 1950

$$D = C'_b \frac{\rho v_1^2}{2} d$$

$$W = \frac{1}{2} \rho g K (h_1 + h_2)$$

ここに、 v_1 、 v_2 ：跳水前後の流速、 h_1 、 h_2 ：跳水前後の水深、 θ ：水路勾配（ $\sin \theta$ は下流向き下り勾配を正とする）、 D ：シルの受ける抗力、 C'_b ：抗力係数、 d ：シルの高さ、 W ：跳水の重量、 K ：跳水重量の補正係数、 τ_m ：水路底の平均摩擦応力、 L ：跳水長

(32) 式において、 D 、 τ_m 、 $\theta = 0$ とおけば水平水路上の跳水に関する (33) 式が導びかれる。

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} (\sqrt{1 + 8 F_1^2} - 1) \quad (33)$$

跳水長 L は実験的に次式で与えられる。

$$L = 4.5 h_2 \quad (34)$$

跳水前後の水深は共軛であるから、(33) 式の関係では h_2 がダム下流河川の水位流量曲線と適合しない場合があり、(32) 式右辺の各項を適宜に与えて対応水深および跳水長を変化させることができる。

対応水深を水平水路の場合より小さくするためには (33) 式右辺の和を正にする。すなわち、シルを設けるか水路を下流向き上り勾配にする。

(31) 式において、 θ 、 $\tau_m = 0$ とすると次式を得る。¹⁸⁾

$$\frac{C'_b d v_1^2 / g}{h_2^2} = 1 - \left(\frac{h_p}{h_2} \right)^2 - \left(\frac{h_2}{h_p} - 1 \right) \frac{16 F_1^2}{(\sqrt{1 + 8 F_1^2} - 1)^3} \quad (35)$$

ここに、 h_p ：シルを設けた場合の跳水対応水深、 h_2 ：水平水路の跳水対応水深

C'_b は流入流速 v_1 を用いた抗力係数として表わされているためシルの位置によって変化することが図-15に示す関係が得られている。¹⁹⁾

水路勾配を下流向きに上る逆傾斜面にすると (32) 式第3項が正になり、跳水重量の上流向き成分がシルに作用する抗力と同じ働きをするため対応水深は小さくなる。ただし、この場合は

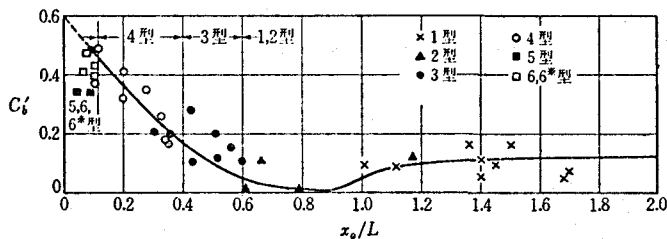


図-15 シルの抗力係数

18) Harleman, D.R.F., Effect of baffle piers on stilling basin performance, J. Boston Society of Civil Engineers, No. 4 1955

19) Rajaratnam, The forced hydraulic jump, Water Power, No. 1 1964

水平渦により逆流する流れが重力によって水路最底部まで落ち込むため、図-16に示すように跳水はその始端が上流側水路にある程度かかるという状態でしか安定した形で存在し得ない。このバケット・カーブ部に作用する遠心力も考慮して運動量方程式を解くと対応水深の関係式は次式で与えられる。²⁰⁾

$$\left(\frac{h_2}{h_1}\right)^3 - \left\{ \frac{2mF_1^2(1 - \cos\theta_1) + 2F_1^2 \cos\theta_1 + 1}{n \cdot \frac{L}{h_2} \cdot \sin 2\theta_2 + 1} \right\} \frac{h_2}{h_1} + \frac{2F_1^2}{n \cdot \frac{L}{h_2} \cdot \sin 2\theta_2 + 1} = 0 \quad (36)$$

(36) 式の m , n , L/h_2 はそれぞれ遠心力、跳水重量の補正係数および跳水長と対応水深の比であり、 θ の開数として実験的に表-6のように与えられる。逆傾斜水路上の跳水対応水深は

$\tan\theta = 1/4$ の場合水平水路に較べて約60%に減少し、減勢工の規模縮小に有効である。逆傾斜水路上の跳水はある勾配までは水平水路と同様な水平渦の発達をみ、効果的な減勢が行なわれるが、勾配がある限度を越えると流れの上向き成分が増大し、これを押さえるためにかえって水平水路の跳水よりも深い下流側水深が必要になる。この極限が図-17に示す水中バケット型減勢工である。

水中バケットの跳水は通常の跳水と異なり、かなり広い下流水深範囲で成立するために計算式は与えられておらず、図-18, 19に示す図表²¹⁾を用いて設計する。バケットカーブの半径 R と流入全水深 h_1 の比 $h_1/R = 3 \sim 6$ において、 $h_b/h_2 = 0.2 \sim 0.8$ が減勢工の適用範囲である。ただ、 $h_b/h_2 = 0.2$ は跳水が飛散してしまう限界に近いから安全を見て $h_b/h_2 = 0.4$ を設計の下限にするとよい。

水路勾配を下流向きに下る順傾斜面にすると跳水重量が下流向きに作用するため、跳水の対応水深は水平水路に較べて大きくなる。(32) 式において D , $\tau_m = 0$ とおくと次式を得る。²²⁾

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} (\sqrt{1 + 8G^2} - 1) \quad (37)$$

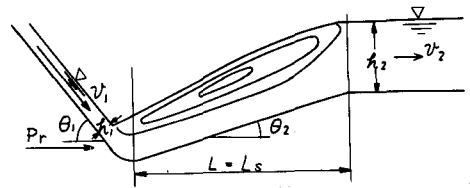


図-16 逆傾斜水路上の跳水

表-6 逆傾斜水路跳水の実験係数
(上流水路勾配 1 : 0.77)

下流水路 勾配	m	n	L/h_2
1 : 6	1.08	0.79	4.75
1 : 5	1.13	0.87	4.67
1 : 4	1.23	0.91	4.90

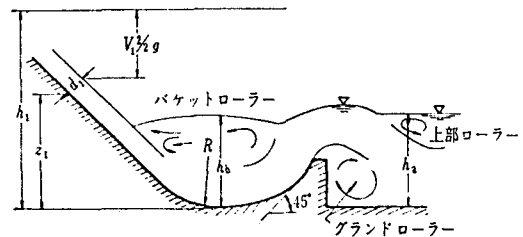


図-17 水中バケットの跳力水

20) 岡田・安芸「逆傾斜水路における跳水現象の実験的研究」電研所報 Vol 5, No 6, 1955

21) Mcpherson B.M., M.H.Karn, A study of bucket type energy dissipator characteristics, Proc. ASCE, Vol 83, Hy 3, 1957

22) Chow, V.T., Open Channel Hydraulics, McGraw-Hill, p.426

$G =$

$$\frac{F_1}{\sqrt{\cos \theta - \frac{KL \sin \theta}{h_2 - h_1}}} \quad (38)$$

K, L についての実験係数が与えられていないので

(37), (38) 式の計算はできないが、既往の実験結果をまとめて図-20, 21 に示す設計図表²³⁾が与えられている。順傾斜水路上の跳水も逆傾斜水路の場合と同様に勾配がある限度を越えると強い水平渦が形成されなくなり、壁面噴流の拡散に移行して流速の低減がおこなれてくる。順、逆傾斜水路ともに勾配の限界は $\tan \theta \leq 1/4$ とされている。

5-2 自由落下式減勢工

高段落からの自由落下水脈を減勢する自由落下式減勢工は下流水深によって図-22 に示す 3 つの形態をとる。領域 I は水脈が落下後射流で流下する場合から、落下後直ちに跳水を形成するまでの下流水深範囲における現象である。自由落下水脈の水路床への衝突、分流のために水脈落下点の上流側に自然の水クッションが形成され、水脈は水路床に達するまでにこの水クッションによる片側拡散を行

ない、下流に流出した流れは跳水により減勢される。下流水深を跳水対応水深よりも深めて行くと衝突点の拡散に下流側からも水クッション効果が加わるようになる。下流水深が小さい間は上下流側の水クッション水深に差があるが、下流水深がある値以上になるとその差がほとんどなくなり、水脈の水クッション内での拡散は軸対称 2 次元拡散として扱い得るようになる。この軸対

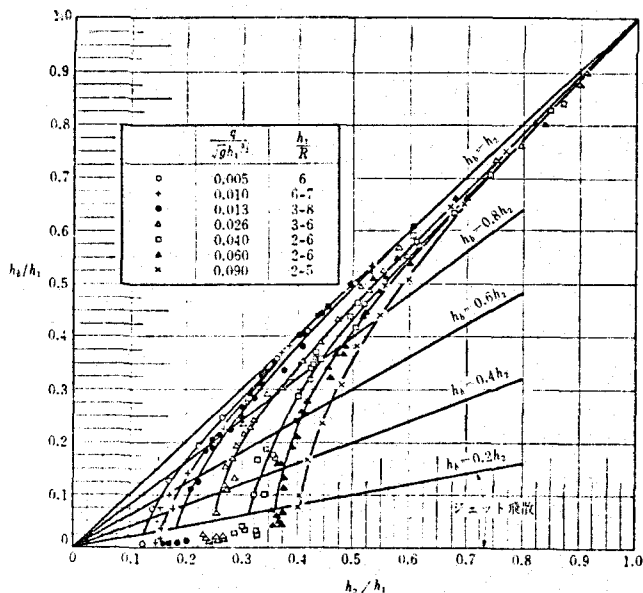


図-18 水中バケツの設計図表

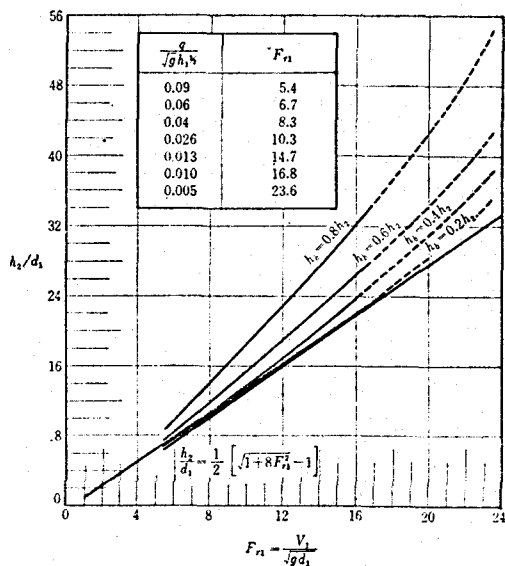


図-19 水中バケツの跳水対応水深

23) Research studies on stilling basins, energy dissipators and associated appurtenance, U.S. Bureau of Reclamation, Hydraulic Laboratory Report No. Hyd 399, 1955. 6

称拡散が領域Ⅲであり、領域ⅡはⅠからⅢへの遷移区間である。各領域の水深範囲は図-22に示してある。

領域Ⅰにおいて水脈が衝突点まで達する間の片側拡散には跳水に類似した有効な減勢作用があり、これにより落下水脈の全水頭の約半分近くが減勢される。この場合は跳水と同様に自由噴流としての取扱いが難しいので平均流として解析し、拡散および衝突、分流について図-23に示す考え方で運動量方程式をたてると衝突点の流速について次式が導びかれる。²⁴⁾

$$v_1 = \frac{1}{1+\alpha} \times \sqrt{v_0^2 + \frac{g(h_{do}-h_s)^2}{q}} \times \left\{ v_0 \cos \theta + \frac{g(h_{do}-d_s)^2}{4q} \right\} \quad (39)$$

ここに、 $\alpha = d_s/d_1$ であり、 $x = \alpha + \frac{2}{3}$ において次式で求められる。

$$x^3 + \left\{ \frac{(B+C)}{C} - \frac{4}{3} \right\} x + \left\{ \frac{2(B+C)}{3C} + \frac{A}{C} - \frac{16}{27} \right\} = 0 \quad (40)$$

ここに、

$$A = \left\{ \frac{v_0^2}{g} + \frac{(h_{do}-d_s)^2}{q} \left\{ v_0 \cos \theta_1 + \frac{g(h_{do}-d_s)^2}{4q} \right\} \right\} (1 - \cos \theta'_1) \quad (41)$$

$$B = \left\{ \frac{v_0^2}{g} + \frac{(h_{do}-d_s)^2}{q} \left\{ v_0 \cos \theta_1 + \frac{g(h_{do}-d_s)^2}{4q} \right\} \right\} (1 + \cos \theta'_1) \quad (42)$$

$$C = h_{do} = 0.65 \sqrt{\frac{2v_0 q}{g} (1 - \cos \theta_1) + \frac{4q^2}{v_0^2 (1 + \cos \theta_1)^2}} \quad (43)$$

$$\theta'_1 = \cot^{-1} \left\{ \cot \theta_1 + \frac{g(h_{do}-d_s)^2}{2v_0 q \sin \theta_1} \right\} \quad (44)$$

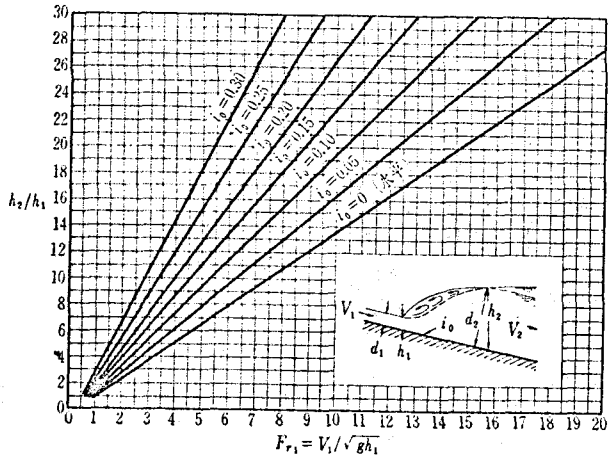


図-20 順傾斜水路跳水の Fr_1 と h_2/h_1

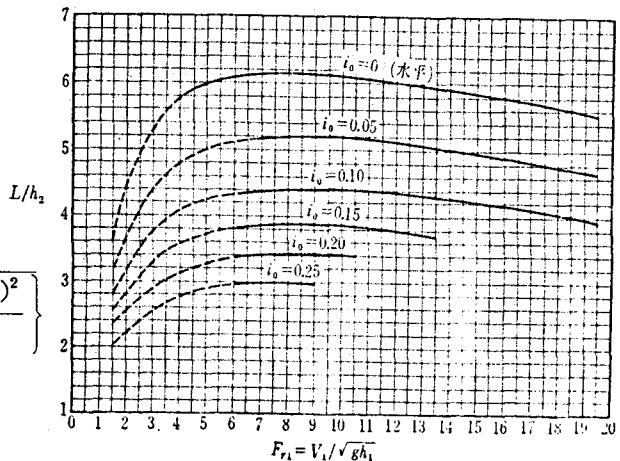


図-21 順傾斜水路跳水の Fr_1 と L/h_2

各記号は図-23に示すとおりである。

(29) 式の計算を行なうには先づ(43)式から h_{d0} を求め、次に $d_s = 0$ において(41), (42), (44) 式から A, B を定め、(40) 式に代入して α の第1近似を求める。この α を(39) 式に代入して v_1 d_s の第1近似を求め、計算を繰返す。通常3回程程度の繰返し計算によって v_1 は収れんする。この v_1 を流出流速として跳水対応水深を(33) 式により計算すると領域 I の上限の下流水深が求められる。

この計算は多少面倒なので、領域 I の諸元を概算するには Rand の実験式²⁵⁾を用いてもよい。

$$\frac{h_1}{W} = 0.54 D^{0.425} \quad (45)$$

$$\frac{h_2}{W} = 1.66 D^{0.27} \quad (46)$$

$$\frac{h_s}{W} = 1.00 D^{0.22} \quad (47)$$

$$\frac{L_d}{W} = 4.30 D^{0.27} \quad (48)$$

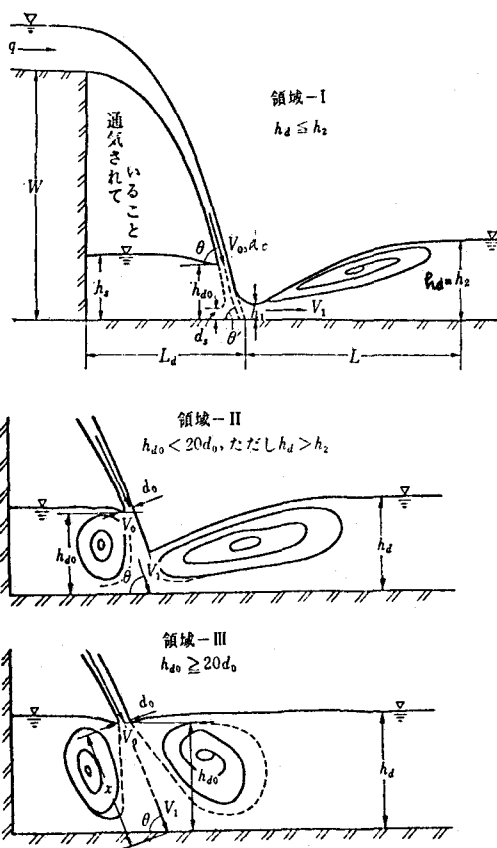


図-22 自由落下式減勢工の水クッション形態

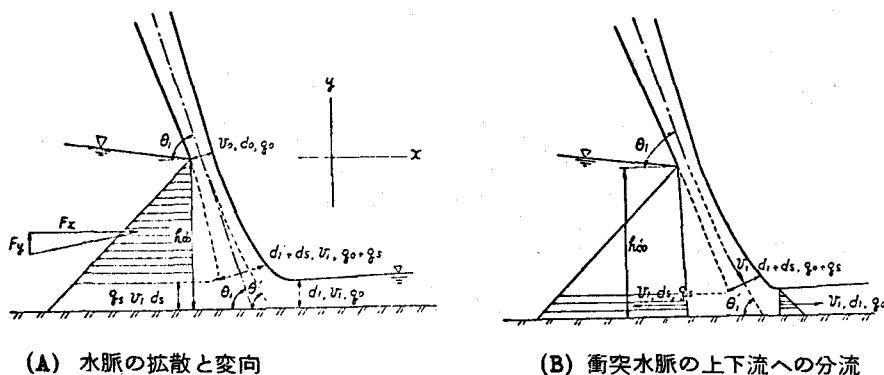


図-23

ここに、 $D = q^2 / g W^3$: 落下指数, その他の記号は図-22参照。

(45) ~ (48) 式は (39) 式による計算値よりも大きめの結果を与える。

25) Rand, W, Flow geometry at straight drop spillway, Proc. ASCE Vol 81, paper 791, 1955

似の仮説から衝突点の最大流速は次式で与えられる。²⁶⁾

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{k}{\sqrt{x/d_0}} \quad (49)$$

ここに、 k : 実験常数 = 2.2 ~ 2.5, 他の記号は図-22参照。

領域Ⅱは水脈の上下流で拡散距離が異なり、複雑な現象になるために解析的な扱いが難しく領域Ⅰ、Ⅱの結果から内挿して定める。

5-3. スキージャンプ式減勢工

スキージャンプ式減勢工は洪水をダム本体から離れた無保護の河床に直接放流し、河床洗掘によって形成される自然の水クッションによる減勢を期待するものである。スキージャンプ式減勢工は跳水式ないしは自由落下式などの人工の減勢工に較べてはるかに経済的であるが、何分にも膨大なエネルギーを持つ洪水流によって河床は激しく洗掘され、洗掘されたずりが下流に堆積し河道のかなりの範囲にわたり大きな河床変動を生ずる。従って、スキージャンプ式減勢工は洗掘堆積によって生ずる河床変動がダムおよび付属施設ならびに下流河川環境に悪影響を及ぼさないと判断し得る時に採用可能となる。

スキージャンプ式減勢工が本邦の近代の高ダムに採用されて以来既に20年近い年月が経過し、またその中の幾つかのダムでは河床変動の経年変化が詳細に観測されている。²⁷⁾ 河床の洗掘、堆積は一般に図-24に示す形をとるが、その量的な規模はダム高、洪水流量、地点の地質、地形条

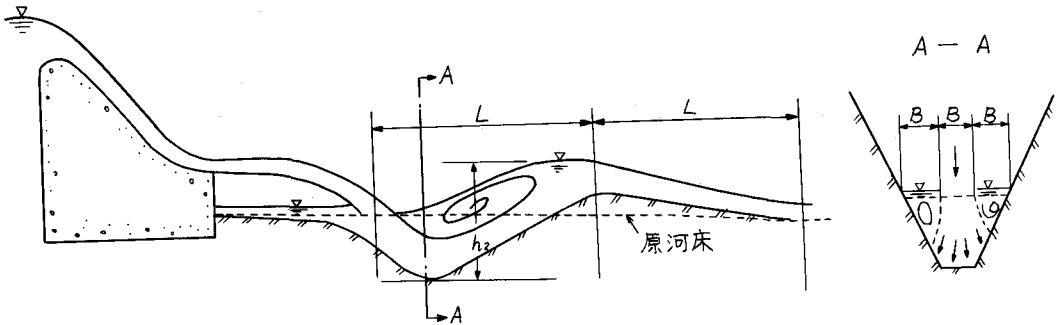


図-24 スキージャンプ式洪水吐下流の河床変動

件に応じてさまざまであり、その統一的な予測手法は確立されていない。現在までの知見によるスキージャンプ式減勢工設計の基本的考え方は次のようである。

- (1) 水脈の飛距離は射出端の流速および角度によって決まる放物線に従う。このことは実河川での最大洗掘位置が放物線とした水脈の落下点もしくはその直下流に生ずることから裏付けられる。
- (2) 洗掘の最大深さはずりの下流への堆積高によって異なるが、洗掘、堆積およびそれによる水位のせき上げを含めて水面からの洗掘深さはほぼ流入射流の跳水対応水深の程度である。
- (3) 顕著な河床変動の生ずる範囲は流れ方向には跳水長の約2倍、横断方向には水脈落下幅の約

26) 安芸周一, 自由落下水脈の水クッション効果に関する研究, 電研報告 No. 69009, 1969. 7

27) 中村・大野, フリップバケット型水叩き下流の洗掘調査, 電研報告 16, 64064, 1964. 10

3倍程度である。従って、河床洗掘の影響が兩岸の山腹に及ばないためには洪水落下点下流に跳
水長の2倍の直線河道があり、水脈を河幅の $\frac{1}{3}$ 以内の範囲に放流することが望ましい。

6 洪水吐に作用する動力的

6-1. 導流部に作用する力

高流速の導流部には乱流境界層内の乱れによる動力的力が作用し、これを静水圧、摩擦応力および
遠心力などの時間平均的力と共に設計荷重として考慮しなければならないことがある。ここでは実
物ダムにおける実測結果にもとづき導流部作用力の特性を説明する。

図-25に示すようなダム下流面に続く水平な導流部に圧力変換器を設置し、人工洪水によって水
路底面に作用する圧力変動を測定した結果の1例²⁸⁾を図-26に示す。この測定値に対応する流速

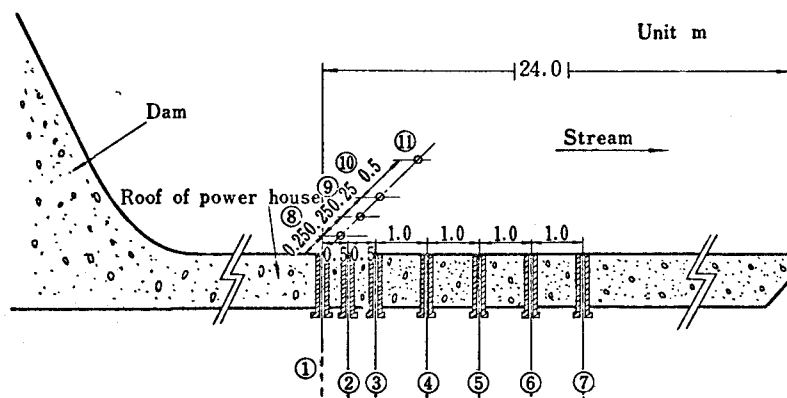


図-25 導流部に作用する動的荷重の測定

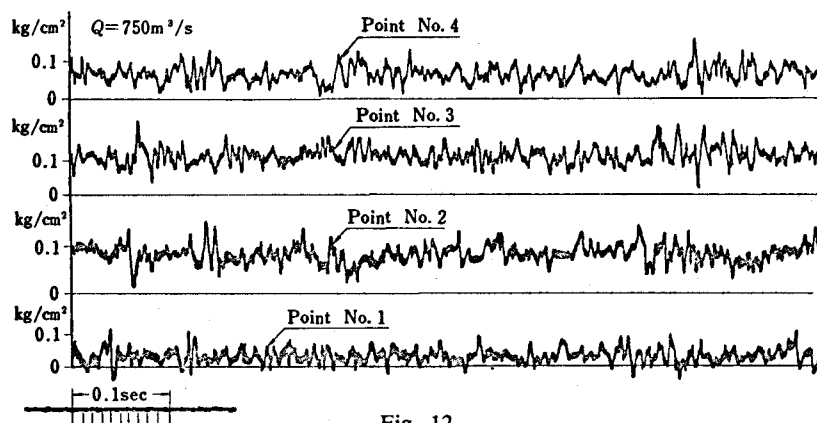
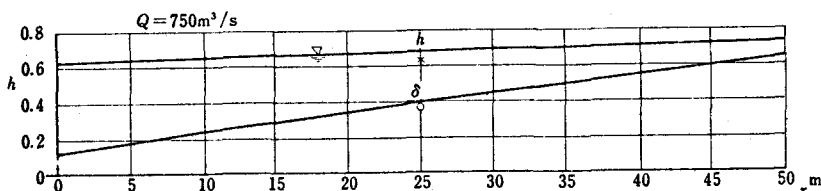


Fig. 12

図-26 導流部に作用する圧力変動実測値

分布が図-9であり、測定結果から境界層の発達過程を(18),(19)式の数値計算によって求めた
ものが図-27である。このように水深による静水圧としては約 0.6 t/m^2 の圧力が実際には最大振



図一 27 導流部境界層発達過程の計算例

幅約 2 t/m^2 , 周波数範囲 $5 \sim 300 \text{ c/s}$ の不規則圧力変動の時間平均値であることが解る。

乱流境界層流の壁面圧力変動については空気力学の分野で研究が進められ、その機構はかなり明らかにされている。^{29) 30) 31)} 境界層には急な流速勾配のために強い乱れが存在する。乱れは大小無数の渦で構成されており、これが流れと共に流下する間に壁面に不規則な圧力変動を及ぼす。圧力変動の主成因は流れの乱れと平均剪断力の相互作用によるものと考えられており、その変動強度は Kraichnan の式として次のように表わされる。

$$\sqrt{\bar{p}_w^2} = \beta C_f \frac{\rho v_0^2}{2} \quad (50)$$

ここに、 p_w : 平均圧力からの偏差、 β : 常数

β は実験的および理論的に $3 \sim 5$ と与えられているが、実物ダムでの実測結果は Serafini の空気流についての実験結果と良く一致し、 $\beta = 3.9$ であった。

圧力は水路壁面に対し不規則かつ独立に変動しているが、その空間的な大いさ、すなわち位相的な同時性を有する範囲 L_x, L_y , およびそれが流れによって輸送される速度 v_c は圧力変動相互間の時間空間相関係数から求められる。

流れ方向に x 軸、それと平面的に直交して y 軸をとると、 x および y 方向にそれぞれ ξ および η はなれた 2 点の圧力変動間の時間空間相関係数 $R(\xi, \eta, \tau)$ は

$$R(\xi, \eta, \tau) = \frac{p_w(x, y, t) p_w(x + \xi, y + \eta, t + \tau)}{\sqrt{\bar{p}_w^2(x, y, t)} \cdot \sqrt{\bar{p}_w^2(x + \xi, y + \eta, t + \tau)}} \quad (51)$$

ここに、 τ : 時間おくれ

圧力変動の実測値について $R(\xi, \eta, \tau)$ を計算した結果の 1 例を図-28 に示す。図のように流れ方向の時空間 $R(\xi, 0, \tau)$ はある ξ について $\tau = \tau_{opt}$ で最高値を与え、明らかに圧力変動が輸送形態を持っていることを示している。

輸送速度 v_c は次式で与えられる。

$$v_c = \frac{\xi}{\tau_{opt}} \quad (52)$$

29) Kraichnan, R.H., Pressure fluctuations in turbulent flow over a flat plate, J.A.S.A, Vol 28, No 3, 1956. 5

30) Serafini, J.S., Wall pressure fluctuations and pressure velocity correlations in a turbulent boundary layer, NASA R-165

31) Lawson, M.W., Pressure fluctuations in turbulent boundary layers, NASA Technical Note, TND-3165, 1965.12

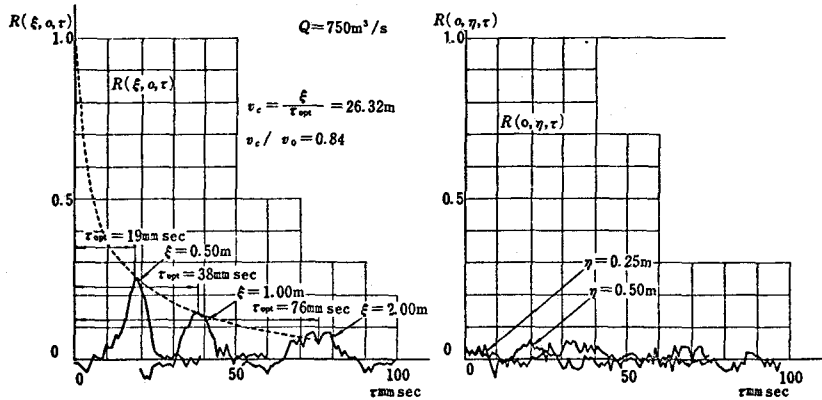


図-28 時空相関係数計算結果の1例

この実測例では $v_c = 0.84 v_0$ であり、空気流の実験結果では $v_c \doteq 0.8 v_0$ なことから妥当な数値と考えられる。

流れ方向の時空相関は固定された座標から見たものであり、 v_c で移動する座標から見れば時間おくれ零でこの相関を得るわけである。従って、 ξ を横軸とし、 $R(\tau = \tau_{opt})$ を縦軸とする曲線の包絡する面積は圧力変動が位相的に同時性を有する範囲の尺度になり、これはほぼ境界層の厚さの程度である。流れ方向には明らかな相関性が認められたが流れと直角方向には $R(0, \eta, \tau) \doteq 0$ であって相関性がない。これは y 軸方向の位相的同时性を有する範囲が圧力測点間隔より小さいことを示している。

圧力変動の周波数特性、すなわちパワースペクトルは次式で与えられる。

$$Pf = 4 \int_0^\infty R(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \quad (53)$$

ここに、 $R(\tau) = \overline{p_w(x, y, t) p_w(x, y, t + \tau)}$: 自己相関関数

実測値についての Pf 計算結果の1例を図-29に示すが Pf は広い周波数帯にわたってほぼ一

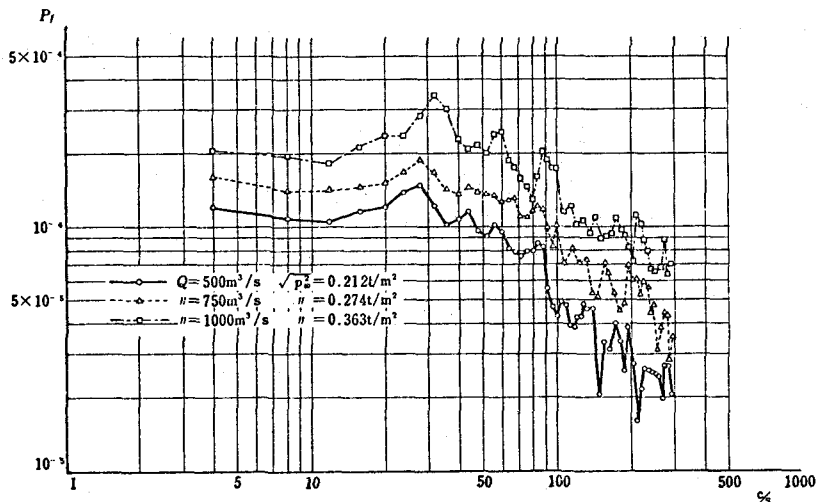


図-29 圧力変動のパワー・スペクトル

様であり、いわゆるWhite Noiseである。

以上のように境界層の乱れによって導流部に作用する圧力変動は比較的大きな変動強度を有するが、周波数範囲の広い不規則変動であり、かつ位相的に同時性を有する範囲が構造物の規模に較べて小さいことから、構造物の振動の外力としてはそれほど厳しい条件のものではないものと考えられる。

6-2. 減勢工に作用する力

自由落台式減勢工の水叩きや跳水式減勢工のシルなど高速流を直接に受けとめる構造物には大きな動水圧が作用するし、また噴流拡散の乱れによる変動成分も大きい。

ここでは図-22に示した自由落台式減勢工の水叩に作用する動水圧の特性を実験例³²⁾について説明する。

衝突点に作用する動水圧時間平均値の実験値を図-30に示すが、動水圧は最大値を中心に滑らかな分布を示している。動水圧の最大値 P_{max} は水クッションの各領域につき最大衝突流速 v_1 を(39)ないしは(49)式で求め、次式により計算される。

$$P_{max} = \frac{\rho v_1^2}{2} \sin^2 \theta \quad (54)$$

また、上下流方向への P の分布はGauss分布で近似され、各領域ともに次式で与えられる。

$$P/P_{max} = e^{-25.3\eta^2} \quad (55)$$

ここに、 $\eta = y/x$

以上の動水圧は時間平均値であり、実際に作用している力はこれを中心に大幅かつ不規則に変動している。自由落下高3mの実験水路における測定結果の1例を図-31に示す。図は最大圧力作用点とそれに給接する点の圧力の同時記録を各水クッション条件について示したもので領域ⅠからⅢにわたっている。圧力変動は不規則変動であり、変動強度は水クッション水深の増加につれて低減し、かつ変動の代表的周期も次第に長くなる。また近接する2点間の圧力変動の相関性を見ると水クッション水深の小さい間は相互にほとんど類似性が見られないが水クッション水深が大きくなると両者の位相的な相似が明瞭になり、最終的には2点の圧力はほぼ同時変動しているものとみなし得ようになる。このことは変動の原因となる拡散域内の渦の空間的規模が拡散距離につれて大きくなることを示すもので、渦の輸送速度の低減に伴ない、変動強度および周波数の低下となってあらわれて

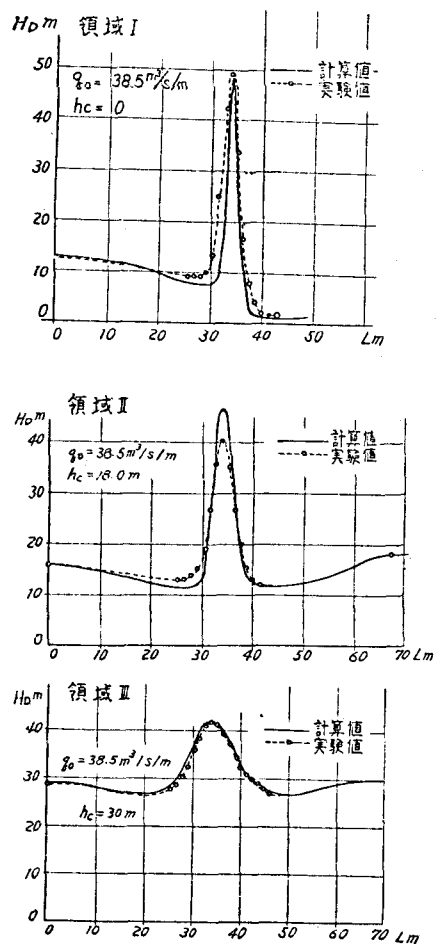


図-30 各領域における動水圧分布

32) 安芸周一, 自由落下水脈の水クッション効果に関する研究, 電研報告 66 69009, 1969. 7

くるものである。

最大圧力作用点について P_{max} と圧力の平均値からの偏差 p の2乗平均平方根 $\sqrt{\overline{p^2}}$ の水クッション水深 h_c との関係を図-31に示す。 $\sqrt{\overline{p^2}}/P_{max}$ は全領域にわたって約 $\frac{1}{3}$ であり、変動がかなり大幅なことを示している。変動の原因となる乱れ速度はほぼ衝突点の平均流速の規模と考えられる。

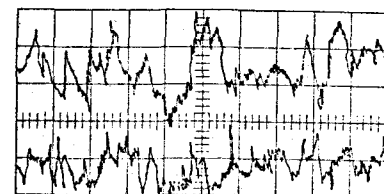
圧力変動の空間的規模は前節と同様に時間空間相関係数の検討から求められる。計算結果の1例を図-32に示すのが、この例では近接する測点間にはかなり高い相関性のあることが解る。前節の図-28と異なる点は各測点間の相関係数の最大値がいずれも時間おくれ $\tau \neq 0$ で生じており、圧力変動は輸送形態を示してはいない。

圧力変動が位相的な同時性を有する範囲 L を時空間相関の計算から求めると L は拡散距離 x に比例して増大し、その大いさは見掛け上の噴流拡散幅の約 $\frac{1}{3}$ であった。

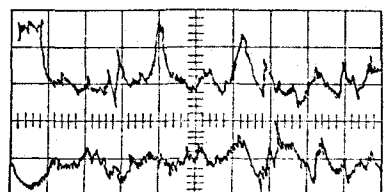
圧力変動の周波数特性は図-33に示すように特に卓越した周波数成分を有してはいない。図はスペクトル密度を無次元表示したものであり、 f_0 は水脈が水クッションを貫入して水路床に達するまでの平均時間の逆数である。このように圧力変動周期の主成分は水脈の貫入時間よりも長い長周期範囲にあることがわかる。

圧力変動の原因になる乱れ速度が平均流速の規模であり、位相的に同時性を有する範囲が見掛けの拡散幅の約 $\frac{1}{3}$ であり、かつ変動の周期が長いことから圧力変動の成因は拡散域内における主流水脈のゆらぎによるものと考えられる。

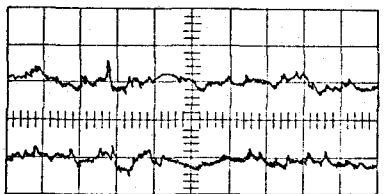
上段、最大圧力作用点
下段、上段より6cm下流点
尺度、縦1こま水頭1m
横1こま0.05sec
 $q = 2.174 \text{ l/s, cm}$
 $h_c = 0 \text{ cm}$



$h_c = 50 \text{ cm}$



$h_c = 70 \text{ cm}$



$h_c = 90 \text{ cm}$

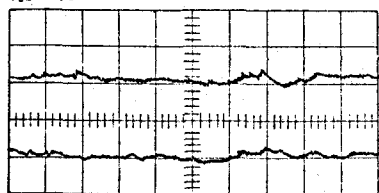


図-31 動水圧変動記録の1例

7 結 語

以上、ダムの水理について主要な問題を取りあげて解説した。洪水吐の水理設計としては理論的に不十分な点も多々あるが現在の知識でかなり精度の高い基本設計が可能である。しかし、その計画に当っては設計洪水流量の考え方、地点の環境条件への適合性などを良くかん案し、細部の水理設計の前段としての合理的な全体配置計画の立案に十分な考慮を払わなければならない。

水理設計上の残された問題としては6章で述べた流れの動的力であらう。本講では単に事例の紹介程度にとどまったが、今後共、構造物の大規模化、経済化のすすむ中で外力条件を明確にすることは極めて重要であり、構造物の応答解析も含めて今後一層の研究の進展が期待される。

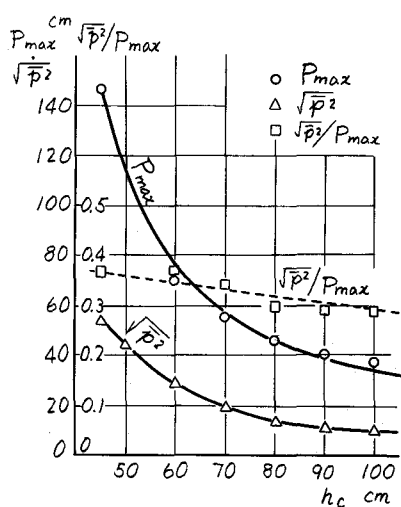


図-32 $\sqrt{p^2}$ と P_{max} の関係

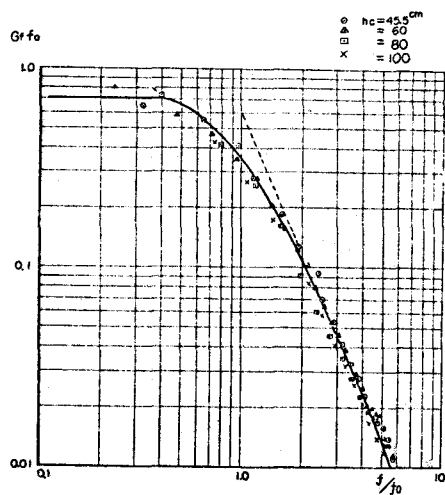


図-34 圧力変動のパワースペクトル

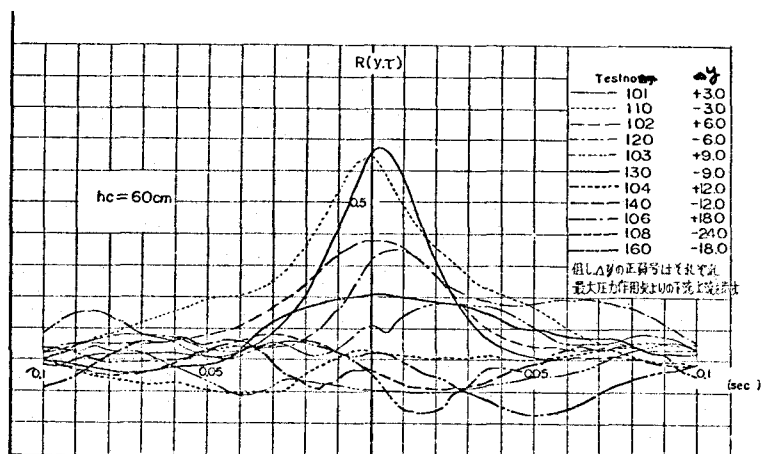


図-33 水脈衝突点圧力変動の時空相関係数