

河床に点在する半球状の突起周辺の流れの特性

The Characteristics of Flow around Hemispheres Studded on the Channel Bed

高橋 迪夫¹⁾ ・ 木村 喜代治²⁾

by Michio TAKAHASHI and Kiyoji KIMURA

This paper is reported about the fundamental characteristics of flow around a single hemisphere and hemispheres studded on the channel bed.

The structure of three-dimensional turbulent flow around hemispheres studded is studied from the profiles of mean-velocity and turbulence intensity. The separation length is investigated on the basis of the experimental results. And the mean-velocity distributions is considered on the basis of the application of the theories on the free turbulent wake flow and the free mixing layer in connection with the logarithmic law.

Key words : *mean-velocity distribution, turbulent structure, wake flow, separation length, hemispherical projection*

1. ま え が き

近年、親水型あるいは多自然型の川づくりの一つとして、河床や河岸に各種ブロックあるいは巨石等を配置して、景観・親水性あるいは動植物の自然生態系に配慮した河川整備が多く見受けられるようになってきた。このようなブロック、巨石等の構造物を河道内に設置する場合には、設置された構造物が、とくに洪水時に流れの抵抗にどのような影響を及ぼすかを評価すると共に、一方では、自然生態系、とくに小動物、魚類等の棲息に関する問題の観点から、構造物周辺の流れの構造あるいは特性を水工学的な面から把握しておくことが必要であろう。

本報は、河道内に設置されたこのような各種ブロックあるいは巨石等の構造物周辺の流れの基礎的な特性を把握することを目的として、水路床上に単独あるいは点在して存在する半球状の突起周辺の流況の把握、剥離の特性、および流速分布に関して理論的、実験的に検討を加えたものである。

2. 実験装置および方法

水路は、幅 $B=25.0\text{cm}$ 、深さ 20cm 、長さ 8m のアクリライト製のものであり、また半球状突起として、高さ $k=1.92\text{cm}$ のプラスチック製の半球を用いた。実験は、半球を単独に水路上流端より約 4.7m の水路底面中央部に設置した Series I、および半球中心間隔 λ で水路底面全体に千鳥状に配置した Series II の 2 種類実施し

-
- | | | |
|------------|----------|-------------------------|
| 1) 日本大学助教授 | 工学部土木工学科 | (〒963 福島県郡山市田村町徳定中河原 1) |
| 2) 日本大学教授 | 工学部土木工学科 | (〒963 福島県郡山市田村町徳定中河原 1) |

た。なお、剥離長さの観測には、別に幅22.9cm、長さ4mの水路に $k=1.00$ cmの半球を設置したものを用いた。

計測は、半球近傍の流れの基本的な特性をできる限り詳細に把握するという観点から、計測点を流れの変化の大きい部分では細かく設け、流下（x軸）方向には1cm、水深（y軸）および水路横断（z軸）方向には1～2mmの格子状に設定して行った。乱流計測には、円錐およびX型プローブをセンサーとしたホットフィルム流速計を用いた。なお、ホットフィルム流速計は、層の薄い高せん断層の計測に対しては量的な面で若干問題があることが一部指摘されている¹⁾。また剥離長さは、トレーサーとして過マンガン酸カリウム溶液を用いて目視観測した。

各Seriesで実施された実験の条件が表-1に、また、主な使用記号および半球の配置状態が図-1に示されている。ここに、表中の $\bar{u}_{*s}$ は後述される水路底面の平均摩擦速度²⁾である。

3. 実験結果および考察

3・1 千鳥状に配置された半球周辺の平均流速分布および乱れ強度分布の概形

図-2は、半球状突起周辺の流況を理解するために、相対半球間隔 $\lambda/k=6.25$ における半球の流下中心軸（x軸）上の流下方向の平均流速 U および乱れ強度 u' の分布を示したものである。また、図-3は、とくに流れの変化の急激な半球頂面下方の流況を把握するために、 U および u' の分布の概形を立体的に表示したものである。これらの図より、いずれの実験ケースの流れにおいても、平均流速は半球背後では大きく欠損して、水深、水路横断のいずれの方向にも大きな速度勾配を有する分布を示し、これが流下に伴い徐々に回復していく様子がうかがえる。これらの分布の概形は、半球直上流部を除いては、全体的に、単独に存在する半球下流部の分布とほぼ同様になっている。このことより、 λ/k が6程度の流れにおいては個々の半球の影響が支配的で、単独の半球下流部の分布に類似な流れがそれぞれの半球の下流部に形成され、その流れの構造の繰り返しによって半球間の流れがほぼ特徴づけられているものと推察される。また、乱れ強度は、半球背後における剥離域と混合域との境界全域にわたっての活発な乱れの生成によって、この領域に沿ってピークを示し、横断方向には半球の形状に沿った双頭形のピークを形成することが見られる。この乱れ強度の分布の概形も、半球頂面下方においては、全体的に、単独の半球下流部の分布と類似な傾向を示している。一方、半球頂面上方においては、単独の半球

表-1 実験条件

Case	i	Q (cm ³ /s)	H (cm)	U _m (cm/s) (Q/BIH)	$\bar{u}_{*s}$ (cm/s)	F _{*,s} (U _m /√gR)	R _{*,s} (U _m R/ν)
F-1	1/1000	4600	5.52	33.3	1.98	0.54	1.12×10^4
F-2	1/563	6750	5.60	48.2	2.65	0.78	1.68
F-3	1/246	11330	5.56	81.5	3.99	1.33	2.75
F-4	1/191	13650	5.53	98.7	4.51	1.61	3.00
R-1	1/1020	1800	2.88	25.8	1.53	0.54	0.55
R-3	1/1200	7090	7.74	36.6	2.00	0.54	1.64

Case	i	Q (cm ³ /s)	H (cm)	U _m (cm/s) (Q/BIH)	$\bar{u}_{*s}$ (cm/s)	F _{*,s} (U _m /√gR)	R _{*,s} (U _m R/ν)
F-11	1/1000	4600	8.10	22.7	2.65	0.33	1.12×10^4
F-12	1/349	7190	8.00	36.0	4.49	0.52	1.58
F-13	1/200	9960	7.99	49.9	5.92	0.72	2.17
F-14	1/90	15790	7.98	79.1	8.82	1.14	3.29
F-15	1/73	13130	7.04	74.6	9.31	1.12	2.92
R-11	1/192	2740	3.84	28.5	4.30	0.53	0.76
R-12	1/576	2710	5.21	20.8	2.88	0.35	0.74

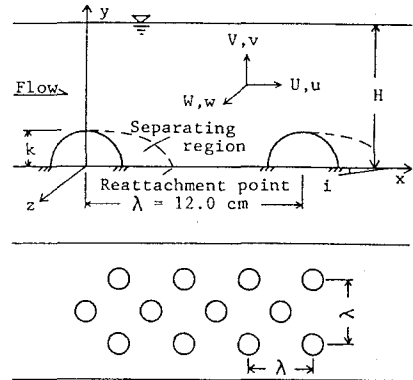


図-1 流れの模式図

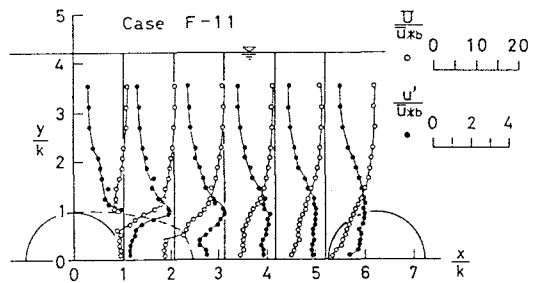


図-2 平均流速および乱れ強度の分布

下流部の分布に比べてかなり水面側まで乱れ強度は大きくなっていることが認められ、より活発な乱流構造が水面近くにまで及んでいることが概観される。

3・2 剥離長さ

図-4および5は、それぞれフルード数 F_{rH} ($\equiv U_m/\sqrt{gH}$) およびレイノルズ数 Re_H ($\equiv HU_m/\nu$) に対する種々の λ/k における半球の流下中心軸、すなわち最長部の剥離長さ ℓ の変化を示したものである。

ただし、剥離長さは、半球の中心から流速の時間的な平均が0、すなわち順流と逆流が同程度に生ずる位置までの長さとして定義されている。これらの図より、剥離長さは、フルード数あるいはレイノルズ数の増加と共に若干減少していく傾向を持つことが認められる。これは、フルード数あるいはレイノルズ数の増加に伴って剥離域と混合域との境界のせん断層において生成される剥離渦がより強くなり、その結果、この剥離渦による剥離域内からの流体の連行がより強くなるためと考えられる。また、剥離長さは、 λ/k が小さくなるに従い減少していくことが見られる。これは、半球間隔が密になるのに伴って半球上方あるいは側方から半球背後への流れ込みがより強く生じると共に、下流側の半球の存在によって幾分妨げられた再付着域近傍の流れが上流側の半球背後に影響を及ぼし、その結果、剥離長さを短くしているものと推測される。

3・3 半球下流部の平均流速分布

3・3・1 単独に存在する半球下流部の平均流速分布

著者の一人³⁾は、前に、単独の半球下流部の流れが巨視的にみて、図-6の流れの模式図に示すように、対数流速分布則が成り立つ領域Ⅰと自由乱流後流としての特性が卓越する領域Ⅱに区分されるものと仮定して、半球下流部の流下中心軸上の平均流速分布式を検討した。そこで適用された自由後流理論の展開の中に、物体から十分に離れた下流部で欠損流速が領域のⅠとⅡの境界における流速に比べて小さく、欠損流速の2乗の項が省略し得るという仮定が含まれていた。その結果、欠損流速

がかなり大きく、また、速度勾配の大きな、物体により近い領域における平均流速分布に対しては、この自由後流理論によって表現することには限界があり、常流では x/k が6程度よりも下流側において、射流では常流の場合よりも幾分上流側の x/k が5程度よりも下流側において、全体的には式と実験値とのある程度の一致がみられた。しかしながら、それよりも上流側においては路床面側で測定値の分布に比べ計算値が大きくなっており、半球直下流部における平均流速の大きな欠損を式によって十分に表現できないことが分

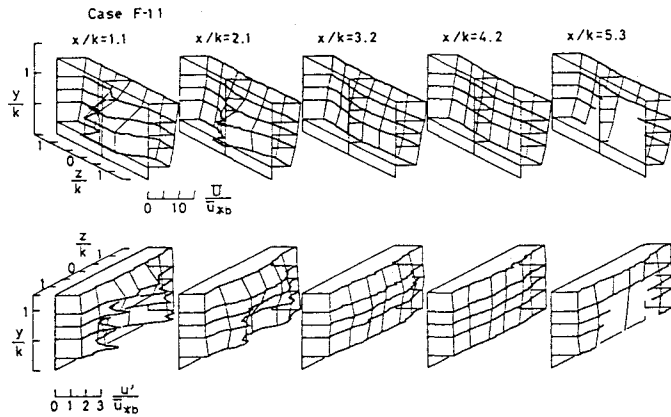


図-3 半球周辺の平均流速および乱れ強度の分布

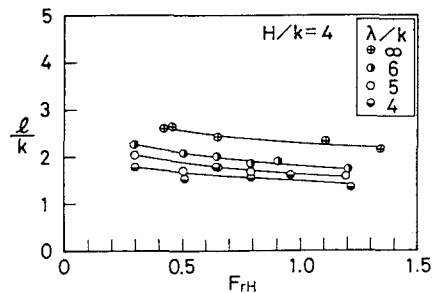


図-4 フルード数による剥離長さの変化

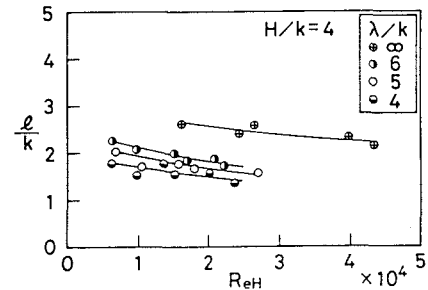


図-5 レイノルズ数による剥離長さの変化

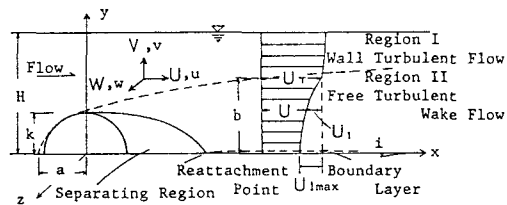


図-6 流れの模式図

かった。

本報では、これらの自由後流の理論に基づいた分布式によって十分に表現できない、半球下流部の x/k が 4～5 程度より半球に近い範囲における領域Ⅱの平均流速分布に対して自由せん断混合層の理論を適用することを試みる。

なお、領域の境界の位置に関しては自由後流理論に基づいた式によって表す関係もあり、水路床上に単独に突出している半球下流部の流れの領域Ⅰおよび領域Ⅱに対して自由後流理論を適用して得られた主な式を以下に要約しておく。

(a) 自由後流理論に基づいた検討

<領域Ⅰの流れ>

平均流速分布は次の対数分布式で表現し得るとした。

$$\frac{U}{u_{*b}} = 5.75 \log \frac{\bar{u}_{*b} y}{\nu} + 5.5 \quad (b < y \leq H) \quad (1)$$

ただし、 b は路床面から領域のⅠとⅡの境界までの高さ、すなわち後流の半幅である。また、 u_{*b} は水路底面の平均摩擦速度であり、次の式 (2)～(5) あるいは (6) を連立に解くことによって求められる。

$$\bar{u}_{*b} = K \left\{ \ln \left(\frac{B}{2y'} \right) - 1 \right\} \quad (2)$$

$$\bar{u}_{*w} = K \left\{ \ln \left(\frac{H}{z'} \right) - 1 \right\} \quad (3)$$

$$K = \sqrt{gRi} \sqrt{\frac{1 + (2H/B)}{2H/B \left\{ \left\{ \ln(H/z') - 1 \right\}^2 + 1 \right\} + \left\{ \ln(B/2y') - 1 \right\}^2 + 1}} \quad (4)$$

$$y' = 0.111 \nu / u_{*w}, \quad z' = 0.111 \nu / u_{*b} \quad (5)$$

$$y' = 0.111 \nu / u_{*w}, \quad z' = k_b / 30 \quad (6)$$

ここに、 $\bar{u}_{*w}$: 側壁の平均摩擦速度、 k_b : 底面の相当粗度、 ν : 水の動粘性係数。

<領域Ⅱの流れ>

軸対称後流における後流の半幅 b 、後流の半値半幅 $b_{1/2}$ 、および最大欠損流速 U_{1max} に対する相似解は次式で表現される。

$$b = \sigma_1 (C_{DT} k^2 X_0)^{1/3} \quad (7)$$

$$b_{1/2} = \sigma_2 (C_{DT} k^2 X_0)^{1/3} \quad (8)$$

$$\frac{U_{1max}}{U_\tau} = \alpha C_{DT}^{1/3} \left(\frac{X_0}{k} \right)^{-2/3} \quad (9)$$

ここに、 U_τ : 領域のⅠとⅡの境界における流速、 X_0 : 後流の始まる点を原点とした座標で、 $X_0 = x + a$ 、 a : 座標原点と実際の後流始点との距離、 C_{DT} : 代表流速として U_τ を用いた半球に対する抗力係数、 $\sigma_1, \sigma_2, \alpha$: 実験定数。

物体から十分離れた下流部における軸対称後流の欠損流速 U_1 は、欠損流速およびせん断応力の分布の相似性を仮定すると、

$$\frac{U_1}{U_{1max}} = \exp \left(-\frac{\xi^2}{\beta} \right) \quad (10)$$

と表される。ここに、 $\xi = y / (k^2 X_0)^{1/3}$

ここで、 β は、後流の半値半幅の定義を用いると、

$$\beta = 1.44 \sigma_2^2 C_{DT}^{2/3} \quad (11)$$

一方、 α は、物体を囲む検査面に運動量方程式を適用すると、

$$\alpha = C_{DT}^{2/3} / 2\beta = 1 / 2.88 \sigma_2^2 \quad (12)$$

となり、その結果、欠損流速分布式は次のようにも表現される。

$$\frac{U_1}{U_\tau} = \frac{C_{DT}^{1/3}}{2.88\sigma_2^2} \left(\frac{X_0}{k}\right)^{-2/3} \exp\left(-\frac{\xi^2}{1.44\sigma_2^2 C_{DT}^{2/3}}\right) \quad (13)$$

これより、自由後流理論に基づいた領域Ⅱにおける半球の流下中心軸上の平均流速分布式は、次のように表される。

$$\frac{U}{U_{*b}} = \left[1 - \frac{C_{DT}^{1/3}}{2.88\sigma_2^2} \left(\frac{X_0}{k}\right)^{-2/3} \exp\left(-\frac{\xi^2}{1.44\sigma_2^2 C_{DT}^{2/3}}\right)\right] \frac{U_\tau}{U_{*b}} \quad (0 < y \leq b) \quad (14)$$

相対水深 H/k がほぼ 3 以上の流れに対する実験結果より、 $\sigma_1 = 1.45$, $\sigma_2 = 0.55$, $a = 1.92\text{cm}$ が得られている。また、抗力係数 C_{DT} は図-7 から求められる。本報における抗力係数は、領域ⅠとⅡの境界における流速 U_τ を代表流速として定義されており、その結果、流下距離によって U_τ が変化することに伴って C_{DT} の値もわずかながら変化することになる。

図-8 は、式(1) および(14)と測定値とを比較した例である。

(b) 自由せん断混合層理論に基づいた検討

ここでは、半球直下流部の、欠損流速が領域ⅠとⅡの境界の流速に比べて小さくなく、また、速度勾配のかなり大きな、半球から再付着域上流側あるいは再付着域直下流部までを含めた範囲における領域Ⅱの平均流速分布に対して自由せん断混合層の理論を適用することによってどの程度まで実験結果を表現し得るかを検討する。同様な取扱いは、透過性および不透過性のフェンス下流部の流れに関する Gupta・Ranga Raju⁴⁾・⁵⁾ の研究、段落下流部の平均流速分布に対する 藤津・中川・天野⁶⁾ の検討等にみられる。

一方の流れが静止している場合の自由せん断混合層内の平均流速分布に関する Goertler の理論式⁷⁾ を図-6 の流れに適用すると、領域Ⅱの平均流速分布は次式のように表すことができる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{U}{U_\tau} &= \frac{1}{2} [1 + \text{erf}(\eta)] \\ \text{ここに、} \quad \text{erf}(\eta) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-t^2) dt \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

また、 $\eta = 2(y - y_{1/2}) / (b - y_{1/2})$,

$y_{1/2}$ は U が $U_\tau/2$ となる y の位置 (流速半値位置) である。ただしここでは、領域Ⅰの流速分布に対しては式(1)が適用でき、また、領域ⅠとⅡの境界の位置も式(7)によって表すことができるものとする。

これより、自由せん断混合層の理論に基づいた、単独に存在する半球の流下中心軸上の領域Ⅱにおける平均流速分布式は、式(15)を摩擦速度 U_{*b} で無次元化して次のように表される。

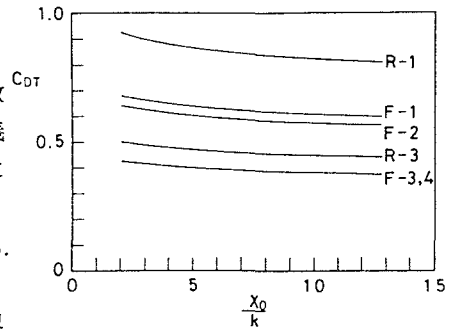


図-7 抗力係数 C_{DT}

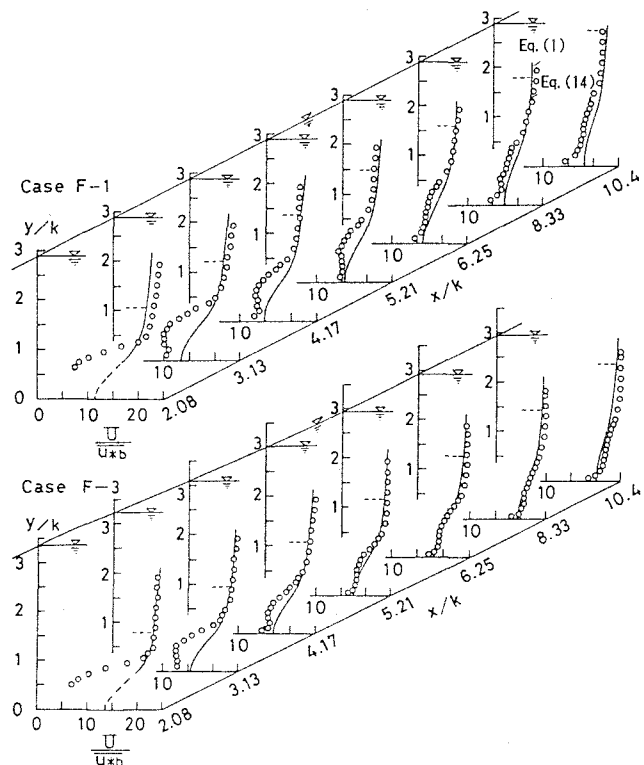


図-8 半球下流部流速分布の実験値と計算値との比較

$$\frac{U}{U_{*b}} = \frac{1}{2} [1 + \text{erf}(\eta)] \frac{U_\tau}{U_{*b}} \quad (0 < y \leq b) \quad (16)$$

まず、これらの式を適用するためには、式中の η に含まれている流速半値位置 $y_{1/2}$ を決定することが必要になる。図-9は、各実験ケースにおける平均流速分布の測定値から求められた $y_{1/2}$ の流下方向の変化を示したものである。この図より、ややばらつきがあり、また詳細に見ると、射流においては剥離長さが常流に比べ幾分減少するのに伴い、 $y_{1/2}$ の値も若干小さな値をとることがうかがわれるが、本実験範囲内ではフルード数との相関はそれほど顕著ではなく、いずれの実験ケースにおいても $x/k < 4$ 程度の範囲では、同一の x/k に対しては近似的に $y_{1/2}$ はほぼ同一の値をとるものとして取り扱うことが許されるものと思われる。また、この位置は流下に伴って路床面方向に移動して、 x/k が4程度ではほぼ路床面に達することがわかる。これより、相対水深がほぼ3以上の流れの半球下流部の $x/k < 4$ 程度の範囲においては、いずれの実験ケースの流れに対しても、流速半値位置 $y_{1/2}$ はほぼ次式で近似することができるとと思われる。

$$\frac{y_{1/2}}{k} = 0.70 \left(\frac{e-x}{k} \right)^{1/3} \quad (17)$$

ただし、 e は、座標原点と $y_{1/2}$ が路床

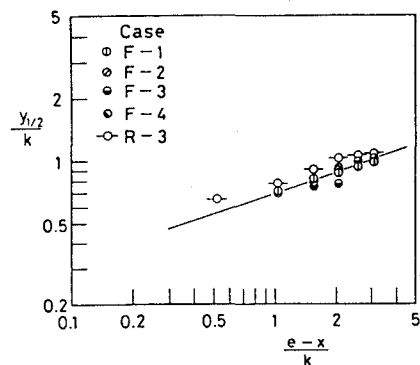


図-9 流速半値位置の流下方向変化

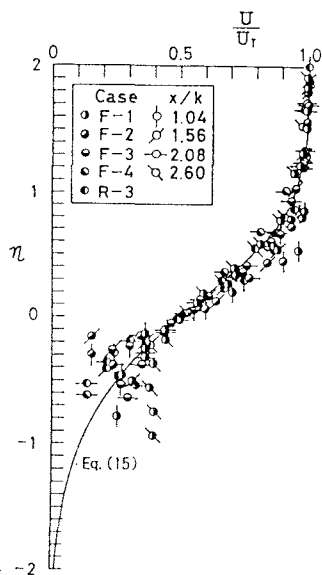


図-10 領域IIの流速分布の実験値と計算値の比較

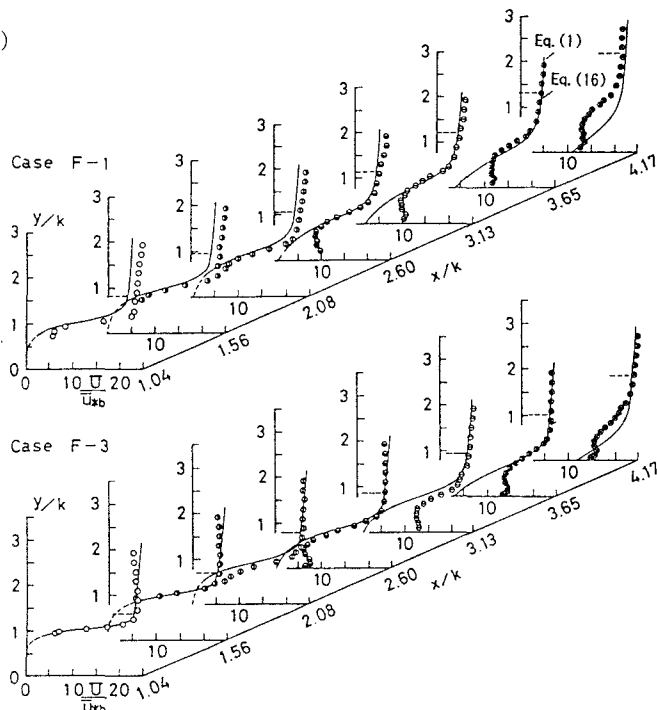


図-11 半球下流部流速分布の実験値と計算値との比較

面に到達する点との距離であり、実験値より、この場合、ほぼ $e=8.0\text{cm}$ の値をとる。

図-10は、 U_τ で無次元化された再付着域上流部の領域IIにおける流下中心軸上での平均流速分布の測定値と、式(17)から求められた $y_{1/2}$ を用いて計算された式(15)とを比較したものである。再付着域ごく近傍の路床面付近においては、路床面に到達した流れの複雑な挙動によって、一部、測定値にばらつきが見られ、実験値と計算値の適合性が良くないが、それ以外の領域においては実験値と計算値はかなり良く一致していることが認められる。これより、半球下流部の再付着域上流域の領域IIにおける、 U_τ で無次元化された平均流速分布は、自由せん断混合層理論に基づいた式(15)によってかなり良く表現され得ることがわかる。

図-11は、半球下流部の x/k がほぼ4程度より上流側の領域における流下中心軸上での平均流速分布の測定値と、流速分布式 (1) および (16) とを比較した例である。いずれの実験ケースにおいても、再付着域直下流の $x/k = 3.65$ より上流側の領域に対しては、粗度近傍を除いたほぼ全域で両者にはかなり良好な一致が見られる。なお、再付着域下流部における路床面近傍での両者のずれは、再付着域の路床面に到達して反射する流れによって路床面近傍の流速が幾分加速されることに起因しているものと推測される。

以上の検討より、相対水深がほぼ3以上で波状的な水面変動を生じない流れにおける、単独に存在する半球下流部の、半球から再付着域直下流部程度までの速度勾配の大きな領域の流れに対しては、平均流速分布は式 (1) および自由せん断混合層理論に基づいた式 (16) によってほぼ近似できるものと考えられる。

3・3・2 千鳥状に配置された半球下流部の流速分布

ここでは、相対半球間隔が6程度の千鳥状に配置された半球下流部の平均流速分布が、上において検討された自由後流理論および自由せん断混合層理論に基づいて求められた分布式によってどの程度まで表現し得るかを検討する。

平均流速分布の概形において推察されたように、 λ/k が6程度の流れにおいては、個々の半球の影響が支配的で、単独に存在する半球下流部の分布に類似な流れがそれぞれの半球の下流部に形成され、その流れの構造の繰返しによって半球間の流れがほぼ特徴づけられると考えられる。このような流れを厳密に領域分けすることには勿論無理があるが、この推察を基に、大胆に、本報で対象とした千鳥状に配列された半球下流部の流れを領域区分することを試みる。図-12に示すように、半球間の流れが、式 (18) の対数流速分布則によってほぼ表現し得る領域Ⅰ、対象とする半球の直上流側の半球の後流の影響がまだ残っており自由後流理論に基づいた分布式によってほぼ表現し得る領域Ⅱ、および対象とする半球によって形成されるせん断混合層による特性が支配的で自由せん断混合層理論に基づいた分布式によって表現し得る領域Ⅲの三つの領域から構成されているものと仮定する。また、それぞれの領域の境界は後流の半幅の式 (7) によって表すことができるものとする。

$$\frac{U}{U_{*b}} = 5.75 \log \frac{y}{k_b} + 8.5 \quad (b < y \leq H) \quad (18)$$

図-13は、せん断混合層による特性が支配的な領域Ⅲの平均流速分布を検討するために、各実験ケースにおける半球下流部の半球に近い領域の流れの流速半値位置 $y'_{1/2}$ の流下方向の変化を示したものである。なお、この $y'_{1/2}$ の値は、領域ⅡとⅢの境界における平均流速の測定値 $U_{\tau z}$ の1/2の流速の値をとる y の位置として求められた。図より、ややばらつきがあり、また、単独の半球下流部の流れの場合と同様に、フルード数の大きな流れでは $y'_{1/2}$ は若干小さい値をとるが、とくに実験条件によって系統的で顕著な傾向として検討する必要まではないと思われる。これより、半球下流部の $x/k < 4$ 程度の範囲においては、いずれの実験ケースの流れに対しても、流速半値位置は、ほぼ次式で近似することが許されるものと考えられる。

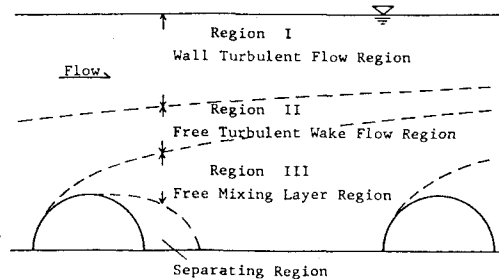


図-12 流れの領域区分

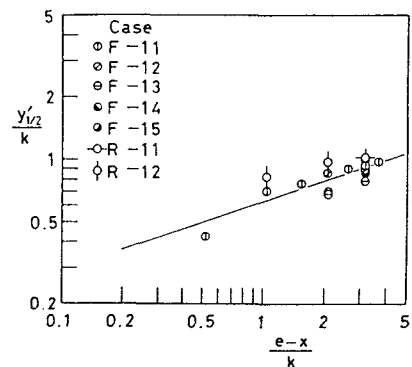


図-13 流速半値位置の流下方向変化

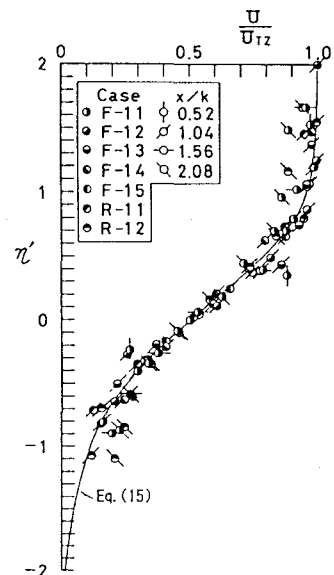


図-14 領域Ⅲの流速分布の実験値と計算値のと比較

$$\frac{y'_{1/2}}{k} = 0.63 \left(\frac{e-x}{k} \right)^{1/3} \quad (19)$$

ただし、 e は千鳥状に配置された流れにおいてもほぼ $e=8.0\text{cm}$ とする。

図-14は、 $U_{\tau z}$ で無次元化された、再付着域上流部の領域Ⅲにおける流下中心軸上の平均流速分布の測定値と式(19)から求められた $y'_{1/2}$ を用いて計算された式(15)とを比較したものである。再付着域ごく近傍の路床面付近および領域のⅡとの境界近くでは、流れの複雑な挙動によって若干測定値にばらつきが見られるが、それ以外の領域においては実験値と

計算値はかなり良く一致していることが認められる。これより、 λ/k が6程度の千鳥状に配置された半球下流部の流れにおいても、 $U_{\tau z}$ で無次元化された半球下流部の再付着域上流域の領域Ⅲにおける平均流速分布は、自由せん断混合層理論に基づいた式(15)によってかなり良く表現することができることが理解される。

図-15は、各実験ケースにおける半球下流部の x/k がほぼ4程度より上流側の領域における流下中心軸上の平均流速分布の測定値と、各領域に対する分布式(18)、(14)、および(16)とを流下方向に比較したものである。いずれの実験ケースにおいても、領域Ⅲに対しては両者にはかなり良好な一致

が見られるが、領域のⅠおよびⅡに対しては、測定精度の問題も若干あるが、領域Ⅲに比べて分布式の適合性は劣っていることが認められる。これは、領域Ⅲの流れにおいては対象とする半球の直下流のために、その半球によって形成されるせん断混合層による特性によって強く支配され、その半球の上流側の影響がほとんど打ち消されてしまうものと考えられる。一方それに対して、領域のⅠおよびⅡにおいては、配置された半球の相互の影響を受けた流れの特性が重ね合わされた複雑な流れが形成され、その結果、本報で区分したような流れの単純な領域分けには、多少無理があるものと推察される。なお、式中の $\bar{u}_{*0}$ の値は、実験値に合うように、式(2)～(6)で算定される値に数%の範囲内で補正したものをを用いている。

4. む す び

単独あるいは点在する半球周辺の流れの基礎的な特性に関して検討したが、要約すると次の様になる。

- (1) 千鳥状に配置された半球周辺の平均流速と乱れ強度の分布の概形から、半球周辺の流況が把握出来た。
- (2) 剥離長さは、フルード数、レイノルズ数の増加、半球間隔の減少と共に若干短くなることが分かった。
- (3) 半球下流部の平均流速分布に自由後流および自由せん断混合層の理論を適用し、単独の半球に近い領域においては実験値を良く表現出来た。千鳥配列半球の流れに対しても路床面側では良い一致がみられた。

< 参 考 文 献 >

- 1) 瀬津・中川、他：第33回水理講演会論文集，1989. 2) 木村：土木学会論文報告集，No. 251，1976.
- 3) 高橋：土木学会論文集，第417号，1990. 4) Gupta, 他：J. Hyd. Eng., ASCE, Vol. 113, No. 9, 1987.
- 5) Gupta, 他：J. Hyd. Eng., ASCE, Vol. 113, No. 10, 1987. 6) 瀬津・中川，他：第30回水理講演会論文集，1986.
- 7) 例えば，Rajaratnam (野村訳)：噴流，森北出版，1981.

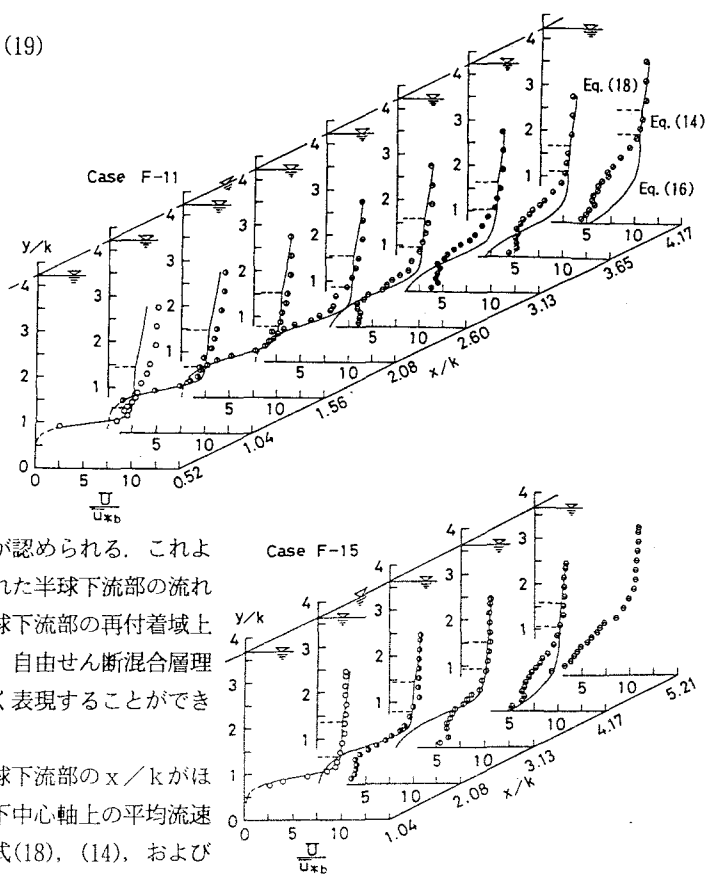


図-15 半球下流部流速分布の実験値と計算値との比較