

京都大学防災研究所 正員 今本 博健

京都大学防災研究所 正員 ○上野 鉄男

1. はじめに

移動床流れにおける路床変動の発生機構あるいは路床形状の特性の取扱いにおいて、流れに含まれる乱れ特性を解明することはきわめて重要な要素であるが、主として水流における乱れ計測の困難性のため、不明の点が多く残されている。たとえば、Yalin¹⁾は路床変動の発生における乱れの効果の重要性を指摘しているが、一般に広く認められるには至っていない。

本研究は、前報²⁾に引きつづき、波状固定路床上の流れに含まれる乱れ特性について、ホットフィルム流速計による乱れ計測によって実験的に検討したものであって、波状路床としてはdune形状を代表した波長波高比を有する三角形状の路床が採用されている。また、乱れ特性については、平坦路床から波状路床へと流れ方向に連続的に計測することによって、波状路床によって乱れ構造がどのように変化するかを検討した。

2. 実験装置および方法

実験に用いられた水路は長さ13m、高さ20cm、幅40cmの透明アクリライト樹脂製の直線水路であって、路床勾配は0から1/20まで可変である。本研究に用いられた波状路床は厚さ0.8mmのブリキの表面に粒径1mmの砂粒をのりづけした三角波によって形成され、その波形状は従来のdune形状に関する観測結果³⁾を参考にして波長20cm、波高1cmとされ、峰の前・後面の水平距離はそれぞれ19cm、1cm、幅は水路幅と同じ40cmである。三角波は水路の上流端より6.1mのところから水路の下流端まで敷きつめられ、計測は波状路床の始点から上流側に3波長分、下流側に10波長分までの区間を対象とし、ホットフィルム流速計が用いられた。

本実験における水理条件は表-1に示

表-1 水理条件

す通りであって、流れの状況はケース1の場合には路床の波形に対応した規則的な表面波が発生し、ケース2の場合には表面波の存在は顕著ではなく、両ケースとも波状路床上の計測区間における水深はほぼ等流とみなせる状態に調節されている。

実験 ケース	路床 勾配	流量 Q (L/sec)	水深 H (cm)	平均速度 U_m (cm/sec)	$Re = \frac{U_m H}{\nu}$	$Fr = \frac{U_m}{\sqrt{gH}}$
1	1/500	16.0	7.70*	51.9	4.0×10^4	0.597
2	1/500	1.0	2.25*	11.1	2.5×10^3	0.236

*波状路床上の平均路床からの水深を示す。

3. 実験結果および検討

計測は水路の中心線上の水路床から高さ1.5cm、流れ方向には図-1に示される各点において行なわれた。図において λ は三角波の波長を示し、 $x=0$ の点が波状路床の始点である。図-1に示されるように平均速度は両ケースとも波状路床の始点で最小となり、1波長目の峰点付近では流れの断面積の縮小に伴いピークが現われ、さらに下流の1.2~1.5波長目付近で再び減少している。乱れ速度についても図-2に示されるように1.3~1.5波長目で急激に大きな値をとっており、この付近で峰点が

らの剥離の影響の大きいことがわかる。さらに下流へ移行すると平均速度は増加し、乱れ速度は減少するが、1波長目から2波長目にかけての流れの特性の変化はこの種の波状路床上の流れの特性の代表的なパターンを示している。⁽²⁾⁽⁴⁾ 乱れ速度はケース1の場合、2.5波長目で1.5波長目の値よりさらに大きくなり、3.5波長目より下流では大きくなりなことから、この場合の乱れは3波長目で十分に発達して平衡状態に達したものと考えられる。また、流量の小さなケース2の場合には1波長目の峰を越えただけで乱れの発達は平衡状態に達しているものと考えられる。

波状路床の流れに対する影響をさらに詳しく検討するためにひずみ度およびとがり度を計算した。図-3および図-4においてひずみ度およびとがり度の値がケース1とケース2で異なる値を示すのは、ケース1の水深とケース2の水深が3倍以上の差があるにもかかわらず、計測点は水路床から1.5 cm と同じ高さになっているためであると考えられる。しかし、全般的にはほぼ同様の傾向が認められる。ケース1の場合については、波状路床より上流のひずみ度は-0.3~-0.4であるが、波状路床の1波長目では下流側ほどひずみ度の絶対値は小さくなり、2波長目では x/l が1.25から急激にひずみ度の絶対値が大きくなり、平均速度、乱れ速度およびとがり度とも急激な変化を示している。この付近の流れの

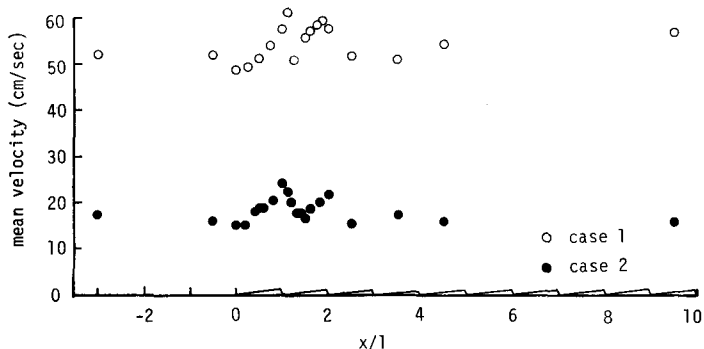


図-1 平均速度

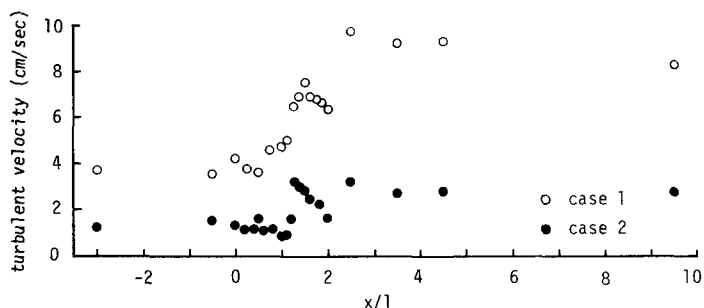


図-2 乱れ速度

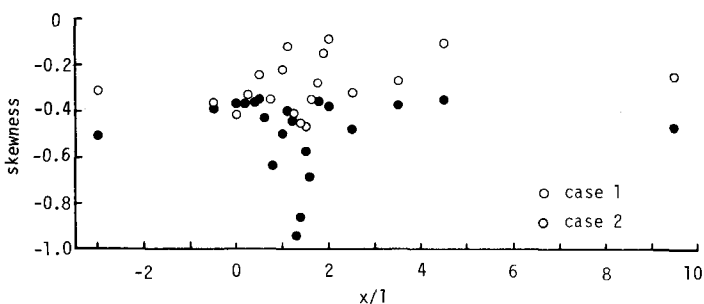


図-3 ひずみ度

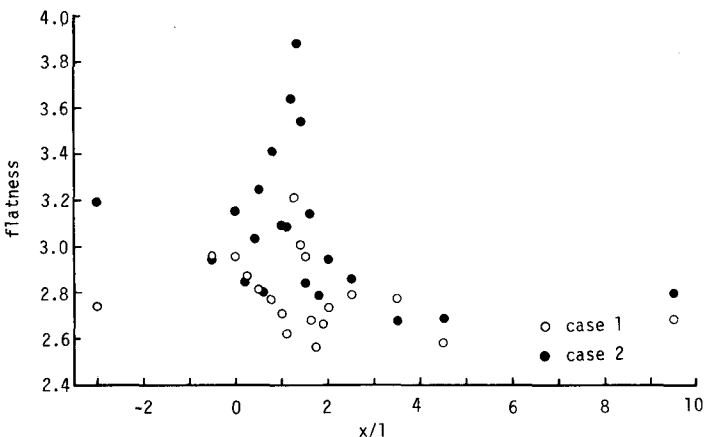


図-4 とがり度

特徴としては、ひずみ度の絶対値が急激に大きな値をとることから、計測点を通過する流れに波状路床の峰の後部の死水域からの流れが間欠的に合流しているものと考えられる。このことは、計測中にモニターとして使用されたシンクロスコープに現われる速度変動の波形に間欠的に流速の小さな流れが加わるのが観察されたことから確かめられる。 x/l が1.5よりも大きくなるとひずみ度の絶対値は徐々に小さくなり、死水域からの間欠流の影響が小さくなる。波状路床の2波長目の峰を越えた x/l が2.5の点ではひずみ度の絶対値はあまり大きな値を示さず、これは2波長目の峰の後部の流れに1波長目の峰によって発生した乱れの変形したものが加わって死水域からの間欠流による顕著な特性を示さなくなったものと考えられ、 x/l が3.5より大きくなるとますます上流から運ばれてきた乱れのために局所的な乱れの特性は平均化されて、乱れ速度が大きくなることを除いては、平坦路床の場合に比較して顕著な差異は認められなくなる。とがり度についてはひずみ度の絶対値が大きくなる点でとがり度も大きくなり、とがり度の大きな点では速度の頻度分布が平均値付近に集中するとともに、平均値から大きく離れた速度の存在を示すので、ひずみ度の計算結果と合せて考えると、上述の波状路床上の流れの特性がよく説明される。

波状路床上の流れにおける乱れの周波数特性を調べるために速度変動のスペクトルを計算した。図-5はケース1の場合の x/l が0, 1.5および2.5の点でのスペクトルを示したものであるが、幅広い周波数範囲の計算をするため0.1~10 Hzの部分と1~100 Hzの部分に分けて計算を行なった。この図に見られるように、波状路床の影響を強く受ける x/l が1.5および2.5の点でのスペクトルにおいても顕著なピークが現われず、波状路床上の流れが特別な乱れ構造をもつものではないことがわかる。また、前述の考察から乱れの発達が平衡状態に達したと考えられる $x/l=2.5$ の点でのスペクトルは、周波数が1 Hzよりも大きな領域では、 $x/l=0$ の点での平坦路床のスペクトルを上方へ平行移動したのになっている。これに対して、乱れがまだ十分に発達していない $x/l=1.5$ の点でのスペクトルは0.5~5 Hzの領域で $x/l=2.5$ の点でのスペクトルとかなり異なっており、5~10 Hz近傍でスペクトルの勾配が変化していることから、波状路床の峰の後部の死水域からの間欠流のエネルギーが5~10 Hzで大きいと判断されるが、スペクトルに明確なピークが存在しないことからこの間欠流は特定の顕著な周期を持たないことがわかる。また、周波数が10 Hzよりも大きな領域では、スペクトルの傾きは各点とも $-5/3$ に近く、この領域での乱れはエネルギーカスケード過程にあり、波状路床の影響による乱れエネルギーの増加は10 Hzよりも小さな周波数の領域でおこることがわかる。

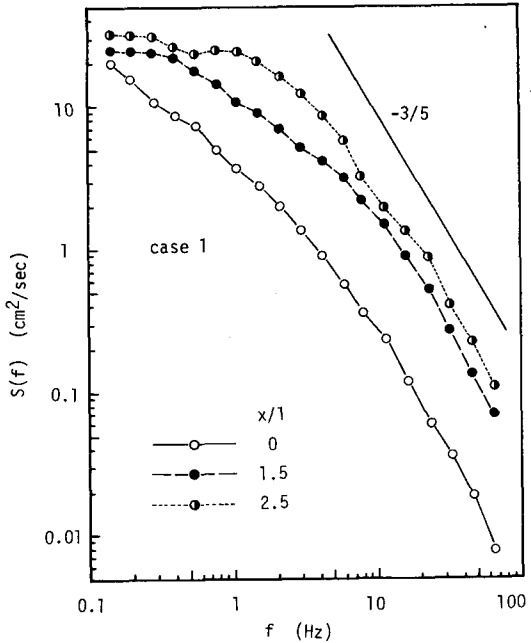


図-5 スペクトル (1)

図-6は縦軸として周波数とスペクトルの積を用いることによりエネルギーのピーク周波数をより明

確にしたものであり、これによって波状路床上における流れ構造をより詳しく検討する。図はケース1の結果を示している。(a)図の $x/l = 0$ の平坦路床の場合のエネルギーのピークは1〜5 Hz 付近にあり、 $x/l = 1.0$ では波状路床の影響でエネルギーの分布は高周波数側で大きくなっている。(b)図において、 $x/l = 1.25$ ではエネルギー全体が急激に大きくなり、エネルギーのピークは2〜10 Hz の領域に伸びている。さらに、 $x/l = 1.5$ の点ではエネルギーのピークが明確になり6 Hz 付近で最大の値を示しており、波状路床の峰の後部の死水域からの間欠流が波状路床上の乱れに6 Hz 付近で最大のエネルギーを与えることを示す。 $x/l = 2.0$ の点では、 $x/l = 1.5$ で極大となった乱れエネルギーが減衰するが、高周波数側で乱れエネルギーは他の場合よりも大きくなっている。(c)図において、 $x/l = 2.5$ の点では波長目で発生して運ばれてきた乱れと波長目で発生した乱れが重なり合ってエネルギーが大きくなるが、エネルギーのピークの位置は低周波数側の3 Hz 付近にあり、 $x/l = 4.5$ の点ではエネルギーの顕著なピークは存在しなくなる。そして、 $x/l = 4.5$ の点においてエネルギーの大きな周波数の範囲は平坦路床の場合の周波数範囲とほぼ一致する。

4. おわりに

以上の考察により、波状路床上の流れにおける乱れ特性についてつぎのことが明らかとなった。

- 1) 波状路床は平坦路床に比し粗度が大きくなり、波状路床の場合の乱れ特性は、路床面近傍を除き、粗度の大きな平坦路床の場合とほぼ同様の取扱いによって説明される。
- 2) 乱れのエネルギー・スペクトルにおける卓越スケールは平坦・波状路床のいずれの場合もほぼ同様であって、水深がもっとも支配的な要素となる。

参考文献

- 1) Yalin, M.S.: On the formation of dunes and meanders, Proc. 14th Congr. IAHR, C-13, Paris, pp.101~108, 1971.
- 2) 今井博健・上野鉄男: 波状路床上の流れにおける乱れ特性について, 土木学会関西支部年次学術講演会講演要旨, II-14, 1972.
- 3) 芦田和男: 移動床流れの河床形状, 第16回水理講演会講演集, 土木学会水理委員会編, pp.133~139, 1972.
- 4) Raudkivi, A.J.: Bed forms in a alluvial channels, J. Fluid Mech., Vol.26, part 3, pp.507~514, 1966.

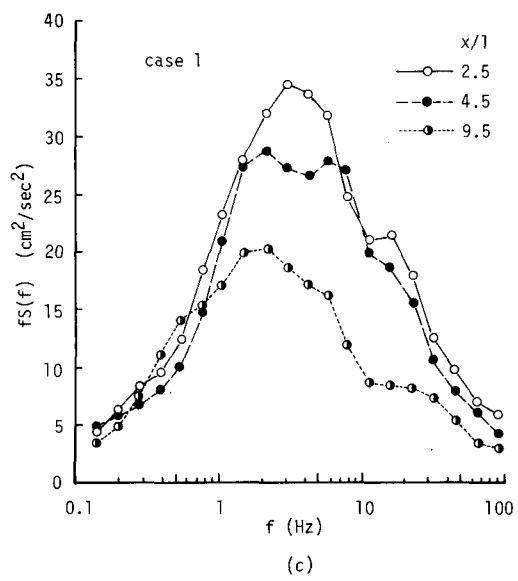
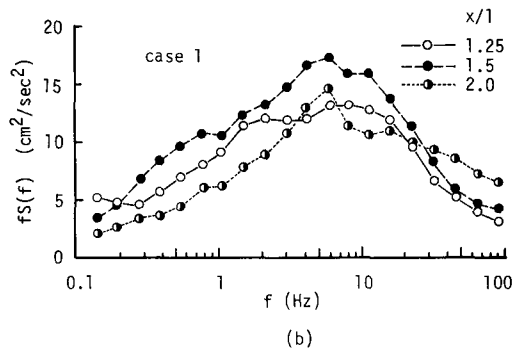
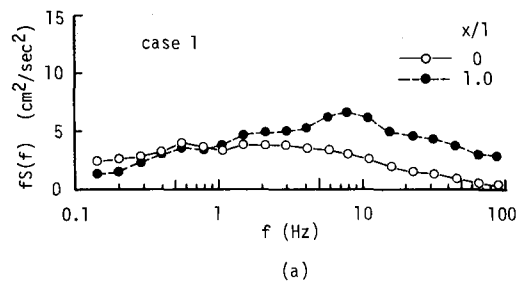


図-6 スペクトル(2)