段波下の底面境界層流れに関する実験的研究

Experimental Study on Boundary Layer Flow under Undular and Turbulent Bores

下園武範¹

Takenori SHIMOZONO

Laboratory experiments were performed to investigate characteristics of boundary layer flows under different types of bores. Temporal variations of nearbed velocity profile were measured by a PIV technique and compared with solutions of the boundary layer equation under upper boundary conditions given by the measured free-stream velocities. The results suggested that the boundary layer remained laminar at the bore front even for the case of a fully-developed turbulent bore. The bore-induced turbulence affected the boundary layer after a certain period of time and resulted in a significant rise in bed shear stress. It was also found that the bed-generated turbulence tends to be dominant during the late stage of bore propagation.

1. はじめに

段波は、風浪から津波に亘る広い周波数帯の海面変動が陸域に到達する最終形態であり、その性質を知ることが海岸での防災や侵食対策を行う上で重要である。段波の不連続水理現象としての特性や、その伝播・変形についてはこれまで理論・実験の両面から多くの研究が行われている。しかしながら、段波に伴う底面境界層や底面剪断力の特性については、実験的知見が十分に蓄積されていないのが現状である。

段波による境界層問題は、急激な主流の加速を伴うとともに、表層と底層に二つの乱れソースが存在する複雑な問題であり、波動境界層に関する知見を直ちに適用することはできない。段波を要素として含んだ碎波帯（たとえば、Coxら、1996）や遡上帯（たとえば、Cowenら、2003）の波浪運動に伴う底面境界層を対象とした研究は近年各所で行われているが、現象の複雑さや計測の困難さゆえに定量的な不確実性が依然として大きい。したがって、要素還元的に段波を対象として底面境界層の諸特性を明らかにすることは、関連現象の理解や予測を進める上で重要であると言える。

以上のような背景を踏まえ、本研究は段波下の底面境界層流れの特性を、精細な画像計測に基づき実験的に明らかにすることを目的として行った。

2. 実験方法

(1) 実験の概要

実験は、図-1に平面図と側面図で示した長さ8.5m、幅0.30m、高さ0.70mの実験水路で行った。この水路は上流にゲート（厚さ5mm）を有しており、ゲート上流部に貯

水した状態でゲートを手で急開することによって下流に向かって段波を生成することができる。実験ではゲート下流側の水深 h_1 を10.5cmに固定し、ゲート上流の貯水深 h_2 を表-1のように変化させた計5ケースを対象とした。Case1および2では碎波を伴わない波状段波、Case4および5では水表面に大規模渦を伴った乱流段波が生成され、Case3では先頭波のみが碎波する両者の中間の状態が観測された。このような段波形態の遷移はよく知られた実験的事実であり（Binnieら、1955）、不連続面で要請されるエネルギー減少が、前者の場合には波による放射により、後者の場合には渦運動に伴う減衰によってなされることになる（Benjaminら、1954）。

各実験条件で、図-1に示すようにゲートから2.6m離れた位置で、PIVによる段波下の流速計測を行うとともに、容量式波高計による水面変動の計測を行った。全条件で底面から段波頂部までを撮影範囲に収めるように、1024×248pixelの撮影領域を側壁ガラス内側5cmの位置に設定した。このとき1pixelの実寸は約0.23mmであり、この撮影領域の実寸は23.8cm×5.9cmとなる。撮影に用いたカメラはDetect製のHAS-500であり、上記解像度で最大2000fpsの計測を約4秒間行うことができる。

PIV画像を得る際の光源には半導体レーザーシート（加藤光研、出力1W）を用い、ガラス面から5cm離れた撮影領域を上方から照射した。このとき底面での反射を抑えるために撮影領域の底面には表面の滑らかな黒色プラスチック薄板を貼り付けた。本来、水表面に乱れを伴う現象の可視化には、レーザー光を底面から照射する方が望ましいといえるが、実験水路の仕様上、底面をガラス面に改造することが困難であった。したがって、乱流段波の条件では水表面付近での散乱が大きく、下層の光強度が幾分か失われる不利な条件となる。

上記の撮影条件の下で、最適なトレーサー粒子として

図-1 実験水路の諸元と設定

イオン交換樹脂（ダイイオン）を予備実験の末に選定した。このトレーサ粒子の平均粒径は0.2mmであり、比重は約1.03である。実験にあたっては、貯水部および下流部の両方に多数の粒子を投入し、よく攪拌して全体に行き渡らせたうえで、水流が落ち着くのを待ってゲートを開放することで、撮影領域内の粒子数密度を十分に確保するよう工夫した。

(2) PIV について

PIVは上述の設定の下、2000fpsで取得した粒子画像を基に行った。図-2に示すように、撮影領域鉛直中心線上に計測点を配置し、一般的な相関法のアルゴリズムにより各点の流速を求めた。その際、ピクセルサイズ以下の移動量を求めるために、相関値分布を二次曲面で近似するサブピクセル解析（PIVハンドブック、2002）を行った。相関を調べるための検査窓のサイズや計測点配置については、事前に予備解析を行った上で決定した。境界層内の流速分布を求めるために、図-2のように対象範囲を2つに分け、底面近くでは最下点を底面上約1mmとして計測点間隔を約1mmに設定し、底面から離れた領域では約3mmとした。検査窓の大きさについては、底面近くでは約2mm、それ以上の範囲では約5mmとしている。

対象とする段波下の流れは条件によって表層付近で2m/s程度の流速を生じる一方、境界層内では底面に向かって流速が小さくなるため、領域内での流速の空間的な変化が大きい。通常、PIVでは比較する2枚の画像間で数ピクセル程度の移動がある方が望ましいと考えられるため、各時刻各点において画像間隔を1-5枚（0.0005-0.0025s）に変化させて5通りの流速を得た。誤対応を極

図-2 画像撮影領域の詳細設定

力少なくすべく、相関の大きいもの（ >0.75 ）のみの平均をとって各点の流速とし、5通りの流速のいずれも相関が小さい場合には欠測とした。以上の解析によって各点での流速を2000fpsで求めることができるが、実験の目的上は過剰なサンプルレートであるため、10点毎の平均をとって200fpsに落とした。これにより200fpsでは、水表面付近を除いて概ね5%程度の欠測率でデータを取得することができた。欠測となった流速については、時空間的に内挿することで補った。

3. 実験結果とその考察

(1) 段波下の流速分布

PIVによって得られた、段波下における流速鉛直分布（水平流速 u および鉛直流速 w ）の時間変化を各実験ケースについて0.1sごとに表示したものが図-3である。同図には、波高計によって得られた水面変動 η を合わせて表示している。いずれのケースでも水表面近傍ではレーザー光の反射や気泡混入の影響で有意な流速値を得ることができなかったが、それより下の計測点では底面に至るまで良好な計測値を得ることができた。

波状段波の条件（Case1および2）では水面変動に対応した波動性の流速変動が計測され、底面付近の境界層内の流速欠損も複数の計測点で捉えることができた。貯水深が下流水深よりも相対的に大きくなるにつれて、放射波の波形勾配が大きくなり、やがて碎波に至ることになる。Case3では、先頭波のみが上流側で碎波し、未発達

表-1 実験条件

ケース	下流水深 h_1 (cm)	貯水深 h_2 (cm)	水深比 h_2/h_1
Case1	10.5	15.8	1.50
Case2	10.5	18.3	1.75
Case3	10.5	20.2	1.93
Case4	10.5	23.9	2.27
Case5	10.5	27.3	2.60

図-3 各実験ケースの水平および鉛直流速分布の時間変化

図-4 乱れ強度指標の鉛直分布の時間変化

含む底層流速分布には波状段波の場合と比べて明瞭な定性的差異は認められない。水深比をさらに大きくした乱流段波の条件 (Case4および5) では、先端上層部での著大な流速の発生や、その後底面境界層が大きく発達していく様子を読み取ることができる。以下ではこれらのデータに基づいて段波下の境界層流れの特性について議論を展開する。

(2) 乱れ強度分布の時間変化

段波下の流速の乱れ特性を調べるために、 u および w をそれぞれ平均成分 U と乱れ成分 u' に分離した。 U 、 W を求めるにあたって、高い再現性を保ちながら、同条件の実験を繰り返して集合平均を求めることは困難である。したがって、周波数領域での両成分の分離を考え、 u 、 w のスペクトル特性や水面変動 η のとのコヒーレンスなどから総合的に判断して、5Hz以上の成分を乱れ成分、それ以下の周波数成分を平均成分とした。

図-4は、乱れ強度を表す指標として、乱れ成分 u' 、 w' を0.1s 間隔ごとに切り出して求めたrms値を示したものである。これらの図からはCase1, 3および5における乱れ強度鉛直分布の時間変化を読み取ることができる。Case1の場合には、全時間にわたって底面から水表面近くまで有意な乱れの発生は確認されず、流れは層流状態にあると考えることができる。Case3では先頭波の砕波に伴って表面付近で乱れが発生し、上層を伝わっていく様子が示されている。この上層部の乱れはやがて時間とともに逸散するが、データ後半部では底面付近で乱れが発生する様子が観測される。Case5では、上層部での乱れがさらに大きく、底層に向かって広がっていく様子を見ることができる。段波到達直後の底層には有意な乱れが確認できず、境界層は層流状態にとどまっているものと考えられる。表面由来の乱れは1.0-1.5s 付近で一旦収束するが、底面由来の乱れが発生し上層に向かって広が

図-5 境界層内の水平流速 U の鉛直分布 (マーカーは計測値, 実線は層流境界層理論解)

っていく様子が分かる。これらの結果から、乱流段波の条件であるCase5では水表面由来および底面由来の乱れが時間差をもって境界層に影響を及ぼしているものと考えられる。

(3) 境界層内の流速分布

図-5は境界層内の流速分布を分かり易く表示するため、対数鉛直軸上で U の変化を0.1s毎に表示したものである。計測値とともに示した実線は、層流境界層方程式(拡散係数を ν とする線形拡散方程式)の解である。この解は、流速勾配が十分に小さくなる底面上約3cmの水平流速 U_∞ を上側境界条件とし、線形化された層流境界層方程式をLiuら(2004)の方法で解いて得たものである。

いずれの条件でも段波到達直後の境界層内流速分布は層流解に近く、境界層内の運動量伝達が主に分子粘性に担われていることを示している。Case1ではその後も流速分布は層流解とよく一致しており、境界層内の流れは層流状態を維持しているものと考えられる。Case5では段波到達後1.0-1.5秒程度を経て上層からの乱れが境界層に及ぶことで、実験結果は層流解と乖離し、乱流境界層に特徴的な混合された分布形状を呈している。その後も層流解との乖離は続くが、前節の乱れ強度の結果を考慮すれば、2.0s以降のものは底面境界層の遷移に拠るものと推測される。なお、孤立波境界層の実験等においても、相当大きいレイノルズ数下でも加速時には境界層の遷移が起きず、後半の減速時に遷移が起きることが知られている(Sumerら, 2010)。両者の中間状態であるCase3の結果にも後半の境界層遷移が確認できるが、上層乱れの影響による乱流化の傾向は顕著に見られず、段波到達後から長い時間にわたって流速分布は層流解と一致していることが分かる。

(4) 底面剪断力について

前節で示された境界層の特性がどのように底面剪断力 τ_b に影響を及ぼすかは実用上重要な問題である。ここで

はCase1および5を対象として、先ほどと同様にLiuらの方法に基づいて層流境界層方程式による解を求めた。図-6は、上記2つの条件について上から順に主流速、主流水平加速度および上記の方法により求めた底面剪断力を示したものである。それぞれ2段目のグラフには、主流速の時間微分値と移流加速度を合わせて示してあり、両者の和が主流の圧力勾配を近似するものと考えられる。いずれの条件でも鉛直加速度は非常に小さいことから境界層近似が成立し、境界層内の流れについても同様の圧力勾配によって駆動されていると考えることができる。

波状段波の条件であるCase1の場合には、移流加速度の影響は小さく、境界層近似も十分に成立していると考えられることから、線形化された層流境界層方程式の解は現実の底面剪断力をよく表しているものと考えられる。剪断力波形は、振動流境界層理論の結果と同様に、主流速に対して $\pi/4$ の位相進みを示しており、段波到達直後の急加速時に最も大きな剪断力が底面に作用していることが分かる。

一方、発達した乱流段波の条件であるCase5では、当然ながら層流解では底面剪断力の全貌を捉えることはできない。しかしながら、先端部では底面境界層は層流状態に留まっていると考えられることから、移流加速度の影響による誤差を含むものの、層流解は先端部においてはある程度実現象を捉えていると考えられる。それ以降の乱れの影響が及ぶ時間帯では、圧力勾配の影響が小さいことから流れは準定常状態にあると見なすことができる。そこで、Coxら(2001)の方法に倣い、最小自乗法により対数則を計測値に当てはめることで底面剪断力を推定し、層流解と合わせて表示した。

対数則により推定された底面剪断力は、1.0s以降の時間帯において層流解による底面剪断力を大きく上回っていることが分かる。この結果が示すことは、渦拡散によ

図-6 主流速, 主流加速度および底面剪断力の時間変化 (左図:Case1, 右図:Case5)

って主流速がより底面近くまで伝達される結果, 段波到達後一定時間において底面剪断力が上昇することである。対数則による推定値はあくまで定常状態を仮定したものであり, 定量的には不確実性が残るものの, 上層から乱れが一定時間の後に底面剪断力の増大に寄与することは間違いないと言える。このことは, 境界層内の流速分布変化において, 同じ時間帯に層流解から乖離し, 境界層が発達することからも確認することができる。こうした底面剪断力の変動特性は, 段波やその類似現象下で観測される底質濃度の間欠性に深く関与しているものと考えられる。したがって, 碎波帯や遡上帯での関連現象の予測精度向上の為に, このような乱れによる底面剪断力の変動をモデル化する必要があることは言うまでもない。

4. おわりに

本稿では段波下の底面境界層流れの特性について, 実験結果を基に議論を展開した。ここで得られた主要な結論は以下のとおりである。

- 波状段波の場合には, 底面境界層は層流状態を維持し, 底面剪断力は段到達直後に最大値を示した。また, 剪断力波形には主流速に対して $\pi/4$ 程度の位相進みが見られた。ただし, レイノルズ数が大きい場合には, 振動流境界層と同様に乱流状態に移移することが考えられるためこの限りでない。
- 発達した乱流段波の場合には, 段波到達後一定時間を経て水表面由来の乱れの影響が底面境界層に及ぶ。これにより底面剪断力は上昇し, 段波先端部の分子粘性による底面剪断力よりも大きい値を

とると推定された。また, 段波通過後の減速期には, 底面由来の乱れによって底面境界層が乱流状態に移移する傾向が確認された。この境界層の移移は, レイノルズ数が大きくなれば, より早い段階で起きるものと推測される。

- 両者の中間状態である未発達な乱流段波では, 水表面由来の乱れが上層に存在するものの。これが底面境界層に顕著に影響を及ぼす様子は確認されなかった。

謝辞：本研究は科研費基盤C (21560534) の一部として行われたものである。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 可視化情報学会編 (2002): PIV ハンドブック, 660 p.
- Benjamin, T. B. and M. J. Lighthill (1954): On cnoidal waves and bores, Proc. Roy. Soc. Lond. A, Vol.224, pp. 448-460.
- Binnie, A.M. and J.C. Orkney (1955): Experiments on the flow of water from a reservoir through an open channel: II. The formation of hydraulic jumps, Proc. Roy. Soc. Lond. A, Vol.230, pp. 237-246.
- Cowen, E.A., I.M. Sou, P.L.F. Liu, and B. Raubenheimer (2003): Particle image velocimetry measurements within a laboratory generated swash zone, J. Eng. Mech., Vol.129, pp. 1119-1129.
- Cox, D.T., W.A. Hobensack, and A. Sukumaran (2001): Bottom stress in the inner surf and swash zone, Proc. 27th ICCE, pp. 108-119.
- Liu, P.L.F. and A. Orfila (2004): Viscous effects on transient long wave propagation, J. Fluid Mech., Vol.520, pp. 79-99.
- Sumer, B.M., P.M. Jensen, L.B. Sorensen, J. Fredsoe, P.L.F. Liu, and S. Carstensen (2010): Coherent structures in wave boundary layers. Part 2. Solitary motion, J. Fluid Mech., Vol.646, pp. 207-231.