

平坦河床上に発生する跳水の水面変動および底面圧力変動の特性

Characteristics of fluctuations of free surface and pressure on the bed wall in hydraulic jump generated on horizontal bed

鬼束幸樹*・秋山壽一郎**・重枝未玲*・尾関弘明***・後藤伸一****・白石達郎*****・赤木慶喜*****

Kouki ONITSUKA, Juichiro AKIYAMA, Mirei SHIGE-EDA, Hiroaki OZEKI, Shinichi GOTOH, Tatsuro SHIRAISHI and Yoshinobu AKAKI

*博(工) 九州工業大学准教授, 工学部建設社会工学科 (〒804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)

**Ph.D 九州工業大学教授, 工学部建設社会工学科

***修(工) (株)トヨタプロダクションエンジニアリング (〒810-0073 福岡市中央舞鶴3-2-1)

****学(工) (株)松尾設計 (〒805-0061 北九州市八幡東区西本町2-5-5)

*****学(工) (株)NTT データシステムズ (〒141-0031 品川区西五反田3-7-10)

*****学(工) 九州工業大学大学院工学研究科建設社会工学専攻

The time averaged characteristics of hydraulic jump such as a conjugate depth and the length of hydraulic jump have been almost clarified. The time averaged pressure distributions around the end sill are also measured by several researchers. On the other hand, bed materials near the roller of hydraulic jump are sometimes picked up by the pressure fluctuations, so that it is quite important to investigate on characteristics of the pressure fluctuations in and around the hydraulic jump. In this study, the pressure fluctuations on the bed wall in and around roller were measured with pressure gauges. Further, free surface fluctuations were also measured with supersonic wave gauges, simultaneously. It was found that the strength of the pressure fluctuations on the bed wall takes maximum at the toe of the roller. The values of the time averaged pressure are less than those of hydrostatic pressure and this tendency becomes more remarkable with an increase of the Froude numbers.

Key Words: hydraulic jump, roller, fluctuation, pressure, free surface

キーワード: 跳水, ローラー, 変動, 圧力, 自由水面

1. はじめに

射流から常流に遷移する跳水現象は、堰の下流側、ダム
の余水吐きなど、河川のような場所で発生する。跳水現象
に関する研究は古来より行われてきた¹⁾。水平平坦河床上
の跳水における共役水深の関係は、連続式と運動量式とを
連立させ、壁面摩擦や空気混入の影響を無視し、静水圧分
布を仮定することで求められ、流入フルード数の一価関数
であることが理論的に証明される。跳水の形態についても
流入フルード数によって決定することが実験的研究によ
って解明され、波状跳水、弱跳水、動揺跳水、定常跳水お

よび強跳水に分類されている¹⁾。跳水長については椿²⁾に
よる理論的研究および Smetana¹⁾による実験的研究によ
って、共役水深の一価関数として定式化された。共役水深は
流入フルード数によって決定されるので、結局、跳水長も
流入フルード数の一価関数となる。Ohtsu & Yasuda³⁾、大
津ら⁴⁾および後藤ら⁵⁾⁶⁾は跳水の形態に及ぼすレイノルズ
数および流れの発達状態の影響を調べ、レイノルズ数が
65,000~120,000 の範囲では流れの形態に及ぼすレイノル
ズ数の影響が極めて小さいことや、境界層が水面に達して
いない発達状態と、完全に発達した平衡状態とでは跳水形
態が異なることを明らかにすると共に、跳水長が流入フル
ード数と共役水深によって決定されることを指摘した。

Hager *et al.*⁷⁾は流入フルード数が8以下の場合は跳水長の支配パラメータは流入フルード数だけであるが、それ以上のフルード数の場合はレイノルズ数も支配パラメータとなることを指摘した。Chanson & Montes⁸⁾は波状跳水が5つのパターンに細分類できることを可視化計測等で明らかにし、Ohtsu *et al.*⁹⁾は細分類された波状跳水の発生条件を解明した。Hughes & Flack¹⁰⁾は底面に粗度を付けると跳水長が滑面のものよりも減少することを指摘し、Ead & Rajaratnam¹¹⁾は底面に連続した正弦波状の凹凸を付けた状態で流入フルード数を4から10の範囲で変化させ、跳水長が滑面のものに比べ約50%低減されることを示した。Onitsuka *et al.*¹²⁻¹⁴⁾も底面にブロックを設置することで跳水長が減少することを指摘した。Debabeche & Achour¹⁵⁾は直角二等辺三角形断面を有する開水路流において、流入フルード数を1から11程度まで変化させた結果、跳水長が矩形断面水路のものよりも減少することを示した。

以上のように、平坦河床上の跳水現象に関しては、時間平均された共役水深の関係、跳水長などが定式化され、さらに跳水長の減少方法などの応用面にも研究の範囲が拡大している状況となっている。一方、跳水現象が生じている河川における問題として、河床材料の抜け出しによる護床工破壊が挙げられるが^{16,17)}、これは、漂流物の衝突やパイピングだけでなく、瞬間的な負圧も一因と考えられる¹⁶⁾。跳水内の時間平均圧力については、安田・大津¹⁸⁾によるピトー管計測によって、ブロック前面で静水圧分布が成立せず、S字型の分布になることが解明されているものの、瞬間圧力の評価は行っていない。

ピトー管など圧力計測器が古くから存在したにも関わらず、瞬間圧力の計測が行われてこなかった理由は以下のようにいくつか考えられる。①高周波にデータを取り込むシステムが存在しなかったこと、②圧力を感知する孔に流体が入り込む場合、流体の一部が計測器に入り込むことで流れ場が変化することおよびこれに伴い応答に時間を要すること、③孔から圧力を取り出すときに多くの場合は剛体ではないフレキシブルなチューブを使用せざるを得ないが、チューブの変形によって得られる圧力変動に影響を与える可能性があること、などである。①に関しては、安価で高速なAD変換器などの登場で数十年前に解決済みである。②に関しては、圧力値に対する圧力センサー部の変位が極力小さい必要があり、今までこれを満たす計測器がほとんどなかった。しかし、近年、これを満たす既製品が販売されるようになった。一方、③に関しては、使用するチューブの剛性およびその長さに依存すると考えられるため、実験に基づき検討する必要がある。前報^{19,20)}では②を満たす圧力計測器を用いて③を検証した。その結果、チューブの変形による瞬間圧力値の補正式を提案し、弱跳水の計測を行った。しかし、弱跳水以外の波状跳水、弱跳

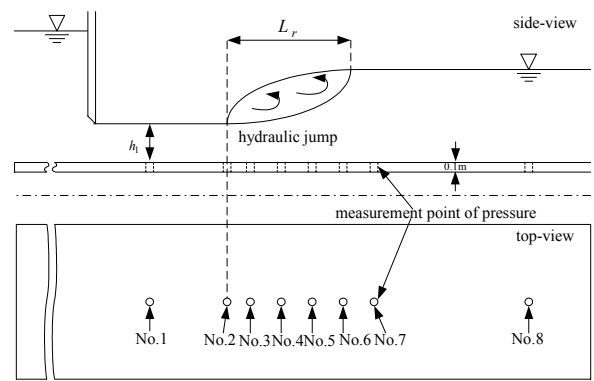


図-1 実験装置

表-1 実験条件

case name	F1.6	F2.2	F4.0	F6.0
inflow depth H_1 (m)	0.01			
inflow Froude number Fr_1	1.6	2.2	4.0	6.0
length of hydraulic jump L_r (m)	0.08	0.19	0.38	0.44
Reynolds number Re	5000	6900	12500	18800
type of classical hydraulic jump	undular jump	weak jump	oscillating jump	steady jump

水、動揺跳水、定常跳水、強跳水などの瞬間圧力の計測は行っていない。

本研究は平坦河床上において波状跳水、弱跳水、動揺跳水および定常跳水を発生させ、跳水内および跳水付近の底面圧力変動および水面変動を同時計測し、圧力変動、水面変動およびそれらの相関などを解明したものである。

2. 実験装置および実験条件

長さ20.5m、幅 $B=0.6$ m、高さ0.6mの水平な水路内にスルースゲートを設け、その下流側に図-1に示すような長さ3m、幅0.6m、高さ0.1mの木製のボックスを設置した。ボックスより上流側には高さ0.1mの底上げが施されており、スルースゲート上流側からボックスへの底面の接続は連続的である。 L_r は跳水長である。ボックス天端の水路中央部には直径6mmの多数の孔が流下方向に点在しており、全ての孔に内径4mm、外径6mmの長さ3mのビニールチューブが接続されており、任意の位置での圧力が計測可能となっている。

実験条件を表-1に示す。跳水始端の水深 H_1 が0.01mになるようにスルースゲートを設定し、流入フルード数 $Fr_1 = U_{m1} / \sqrt{gH_1}$ を系統的に変化させ、波状跳水、弱跳水、動揺跳水および定常跳水を発生させた。ここに、 U_m は水深平均流速、 g は重力加速度、 $Re = U_m h / \nu$ はレイ

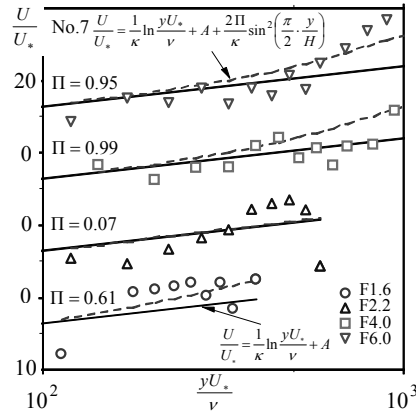


図-2 対数則(No.7)

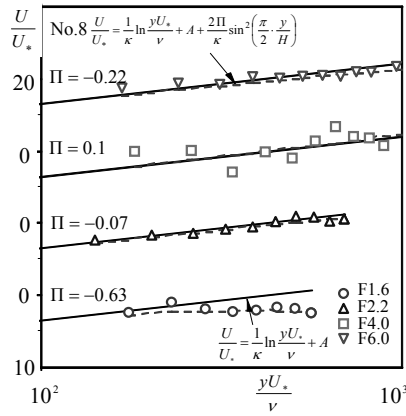


図-3 対数則(No.8)

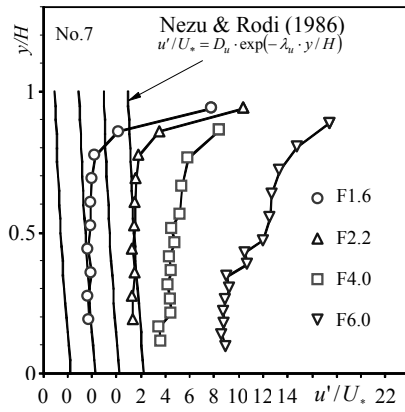


図-4 乱れ強度分布(No.7)

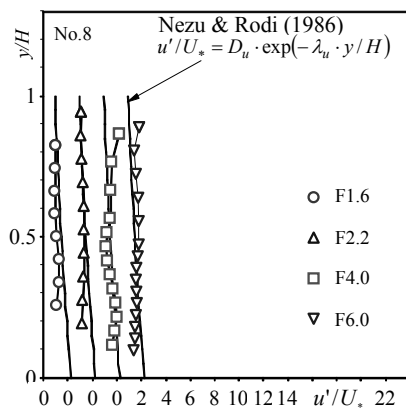


図-5 乱れ強度分布(No.8)

ノルズ数, ν は動粘性係数, 添字 1 は射流域の諸量を意味する. なお, 水路下流ゲートを操作して跳水始端の位置がスルースゲートの 0.5m 程度下流に位置するように調整した. そのため, 跳水始端で乱流境界層が完全には水面に到達していないと考えられる. また, 本研究は実験装置の制約によりフルード数を変化する際にレイノルズ数 Re を固定していない. そのため, 得られた結果にはフルード数の影響のみによるものではなく, レイノルズ数および乱流境界層の未発達による影響も含まれている. 跳水始端から流下方向に x 軸, 鉛直上向きに y 軸をとる. 跳水長 L_r の判定は目視によって行った. なお, 目視による跳水長の判定が妥当であることは, Onitsuka *et al.*¹²⁾によって逆流率を用いて証明されている.

対象とした全ケースにおいて, 8 個の圧力計を用いて射流域の 1 カ所(No.1), 跳水始端の 1 カ所(No.2), 跳水内の 3 カ所(No.3~5), 跳水終端の 1 カ所(No.6), 跳水終端の下流側で跳水の影響を受けると思われる領域の 1 カ所(No.7)および跳水終端の下流側で跳水の影響を受けないと思われる領域の 1 カ所(No.8)の合計 8 カ所の底面圧力を, 測定間隔 0.05s, 測定時間 51.2s で計測した. なお, No.3~5 は跳水内 ($0 < L_r < 1$) で各測定間隔が均等になるように, No.7 は $1.2 L_r$ 程度になるように留意した. 以後, 上流からの測点番号を添字として用いる. また, この計測と同時に 2 つの

超音波波高計を用いて上記の 8 カ所の全ての組み合わせの場所における波高を測定間隔 0.05s, 測定時間 51.2s で計測した. 超音波波高計の応答は 0.018s であり, 測定間隔より高周波であり, 測定の応答遅れによる誤差は微小である. 計測後, 前報で提案した圧力補正式を用いてビニールチューブの変形に伴う誤差を修正した.

No.8 は跳水終端の下流側で跳水の影響を受けないと思われる領域と定義しているが, 場所の選定は目視による水面変動や流れの様子を観察に基づいて行っている. 従って, 場所の選定が適切かどうか不明である. そこで, 全ケースの No.8 において I 型の電磁流速計を用い, 鉛直方向に 9 ~ 13 点の位置で流下方向瞬間流速 $\tilde{u} \equiv U + u$ を測定間隔 0.05s, 測定時間 51.2s で計測した. ここに, U は時間平均局所流速, u は変動成分である. また, 比較のために同様な計測を No.7 においても行った.

跳水始端は上下流に時間的に変動している. そこで, 跳水始端の上部にデジタルビデオカメラを設置して跳水始端の挙動を全ケースにおいて 30Hz で 60s 撮影した. 撮影後, コマ送りして水路中央部における跳水先端の軌跡を追跡した.

3. 実験結果および考察

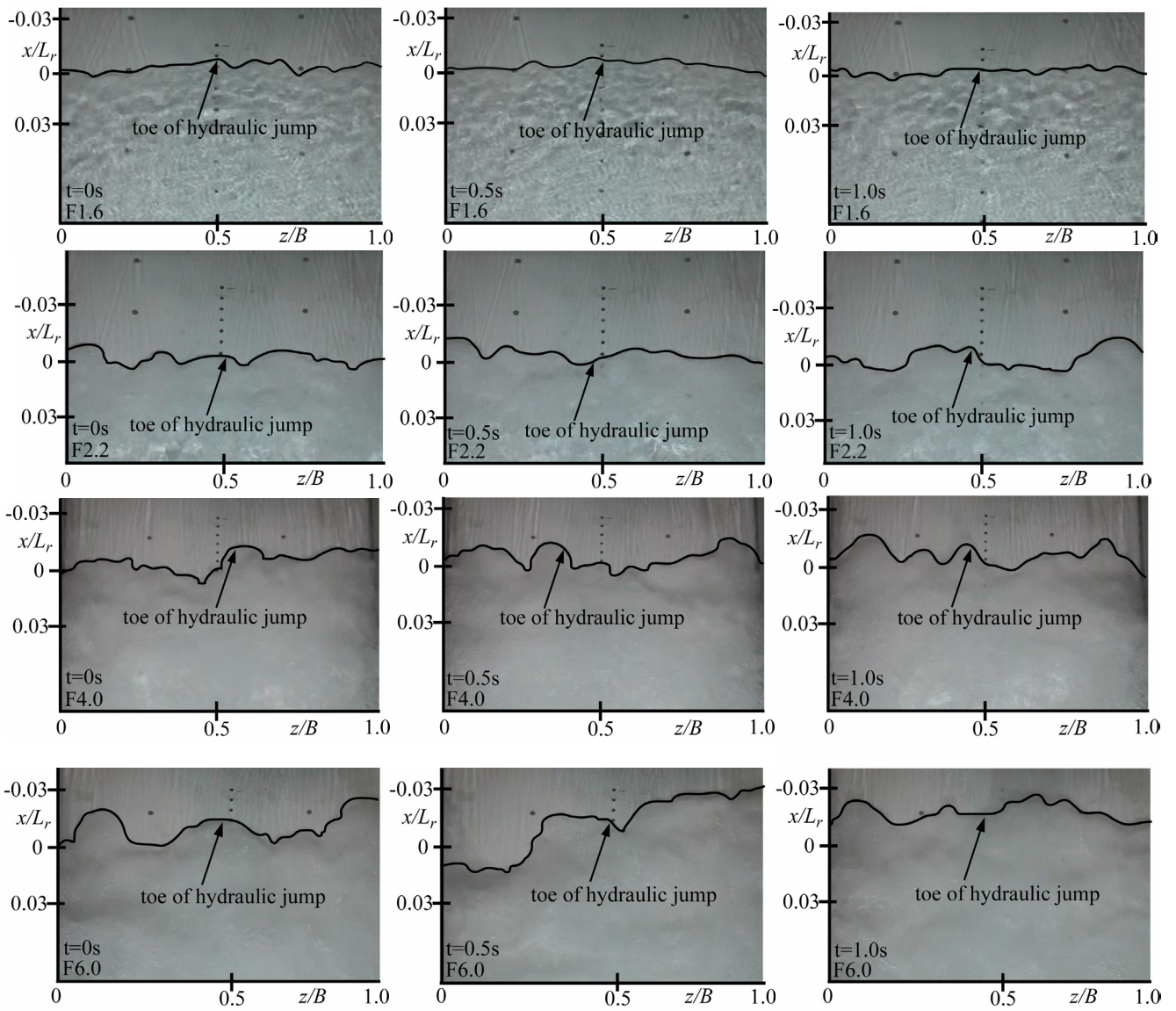


図-6 各フルード数における跳水始端の画像

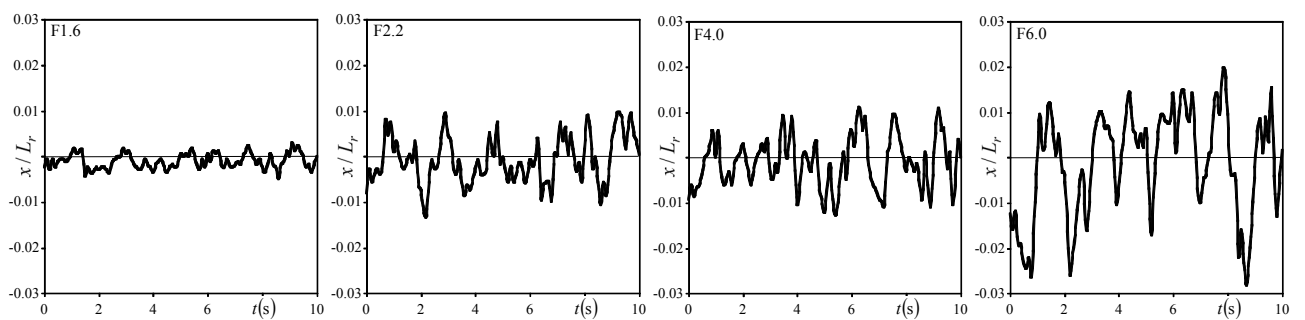


図-7 跳水始端の変動の周期($t=10s$)

3.1 No.8 における流れ場の検証

滑面開水路等流における内層($70/R_* < y/h \leq 0.2$)では次式の対数則が成立する²¹⁾.

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_*}{\nu} + A \quad (1)$$

ここに、 $R_* \equiv HU_*/\nu$ 、 ν は動粘性係数、 U_* は摩擦速度、 $\kappa (=0.41)$ はカルマン定数、 $A (=5.3)$ は積分定数である²¹⁾.

一方、滑面開水路等流における外層($0.2 < y/H$)の流速分布は次式の log-wake 則によって表現される。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yU_*}{\nu} + A + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{H}\right) \quad (2)$$

ここに、 π は円周率、 Π は wake パラメータである。Nezu & Rodi²¹⁾は高精度な LDA(Laser Doppler Anemometer)計測

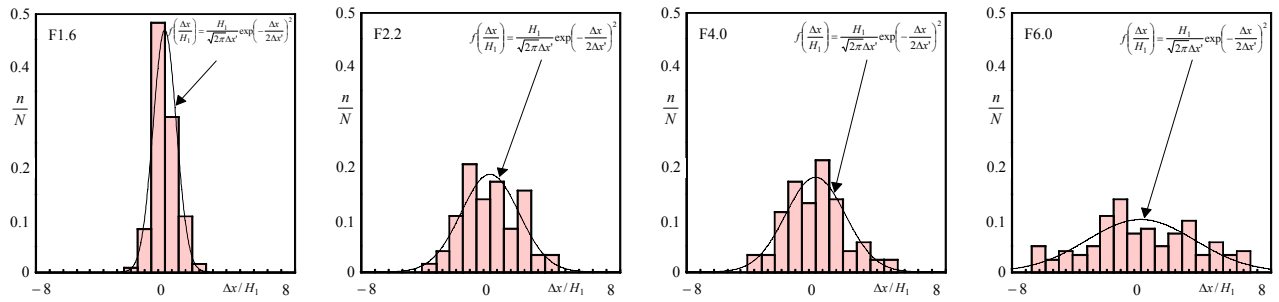


図-8 各フルード数における跳水始端の変動距離

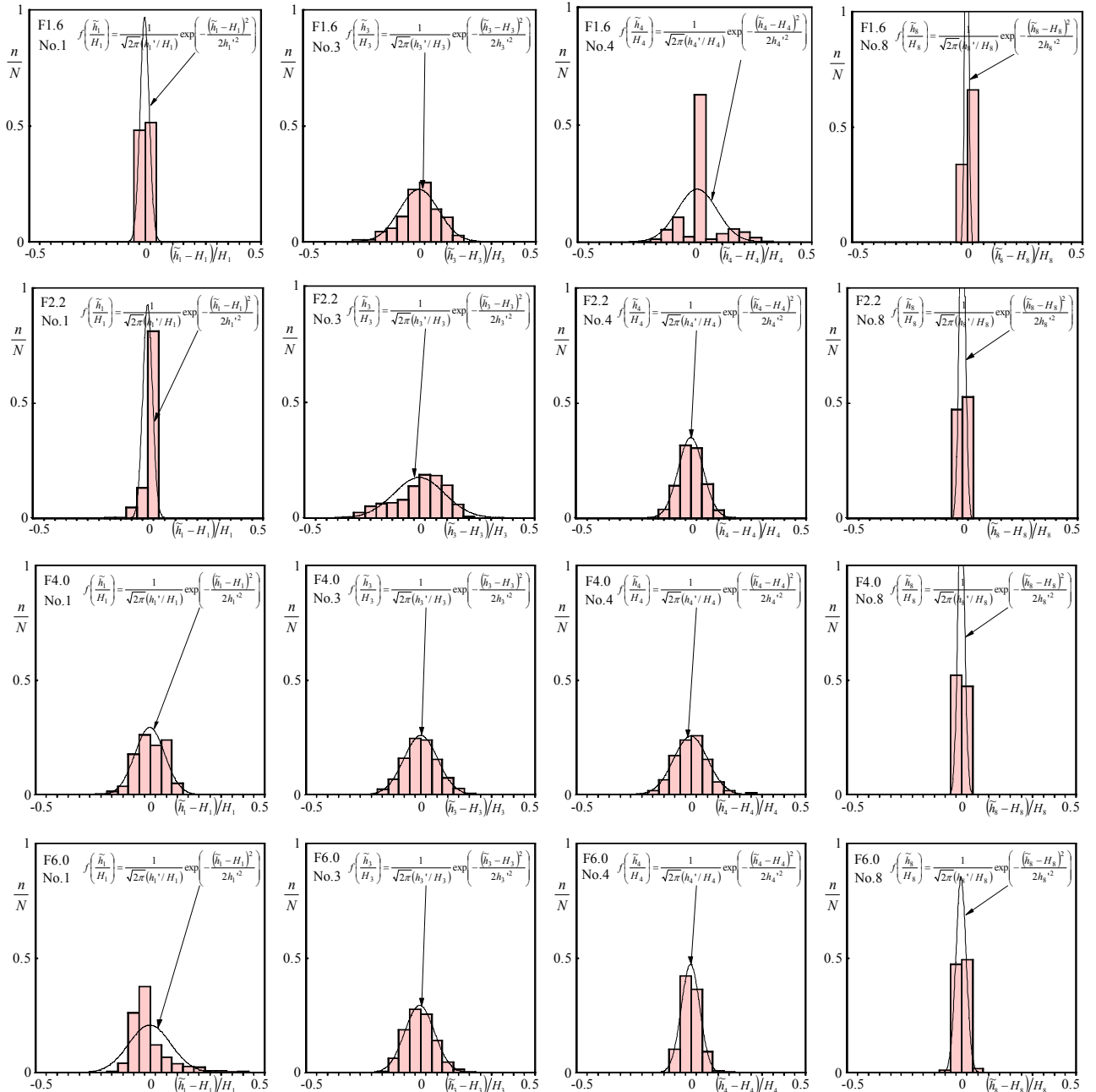


図-9 各フルード数における瞬間水深 \tilde{h}_i を時間平均水深 H_i で無次元化した No.1(射流部), 3(跳水内), 4(跳水内)および 8(平衡領域)におけるヒストグラム

によって、滑面開水路等流においては wake パラメータ Π が 0~0.2 程度の値をとることを解明した。

図-2 および図-3 に No.7 および No.8 で得られた流速分布をプロットで、対数則を実線で、log-wake 則を点線で示

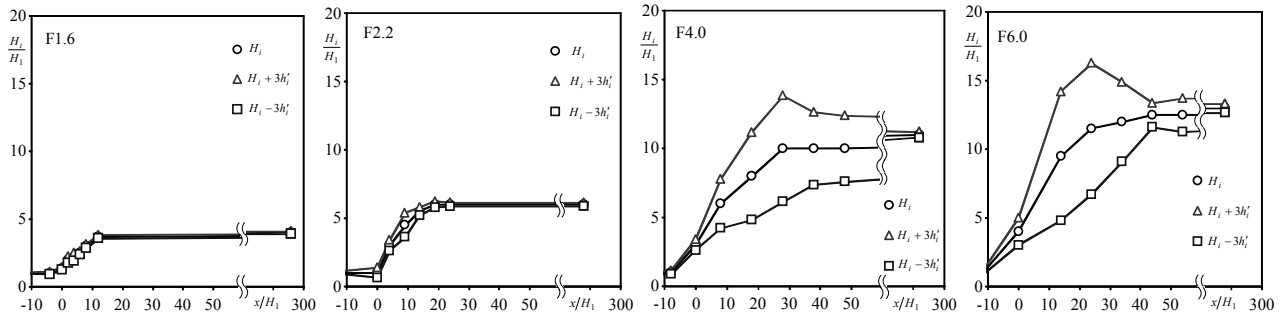


図-10 各フルード数における水面形

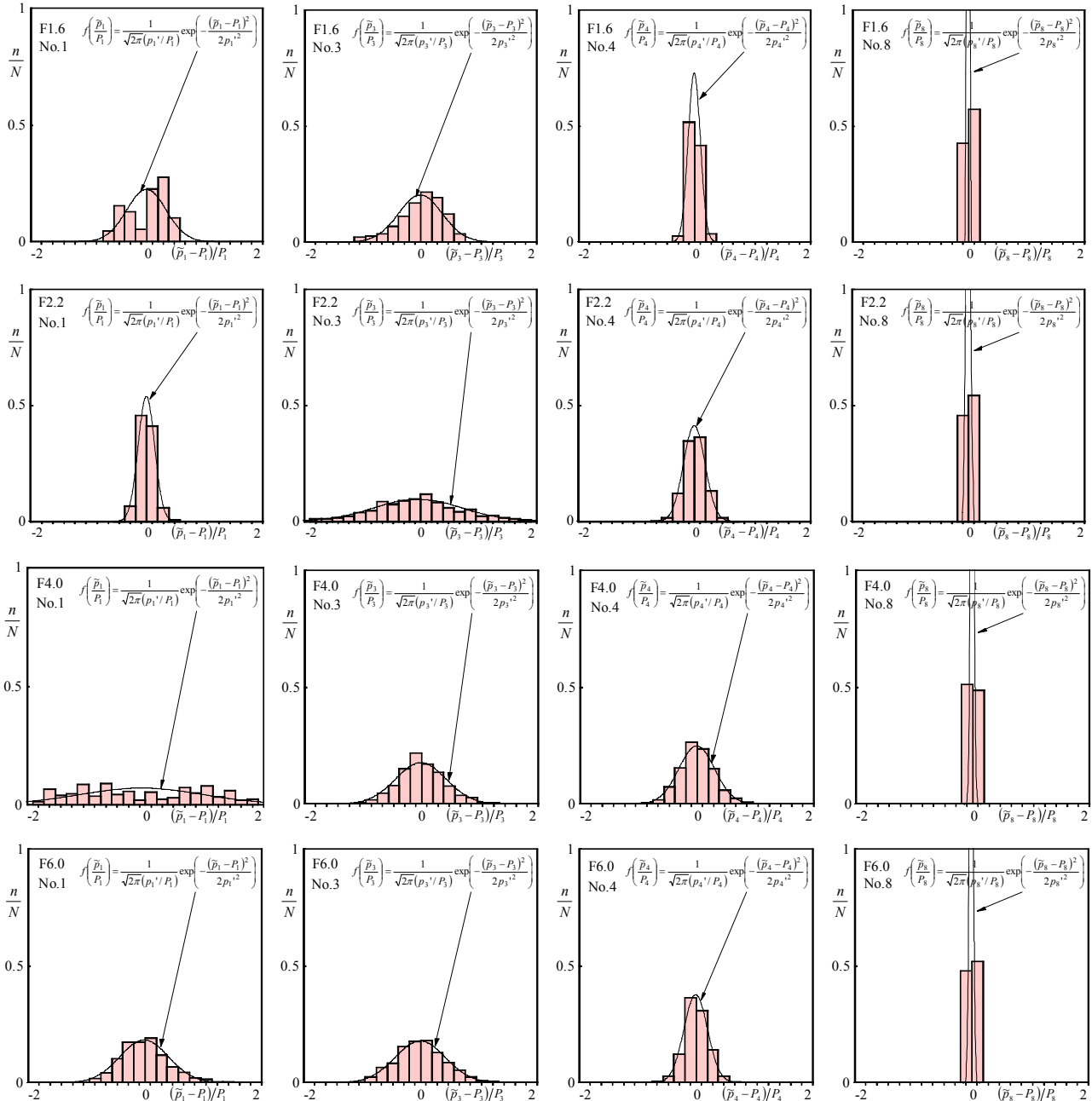


図-11 各フルード数における瞬間圧力 \tilde{p}_i を時間平均圧力 P_i で無次元化した No.1(射流部), 3(跳水内), 4(跳水内)および8(平衡領域)におけるヒストグラム

す。なお、摩擦速度 U_* は内層の流速分布に最も対数則がフィットするようにして求めた。No.8 では Nezu & Rodi²¹⁾ が解明した等流における値に完全に収束していないものの、No.7 における Π 値よりはかなり小さな値を示してい

る。また、No.7 では流速値が鉛直方向にばらつきを有しているのに対し、No.8 ではばらつきがかなり小さくなっている。

禰津²²⁾ は滑面開水路等流における流下方向乱れ強度分

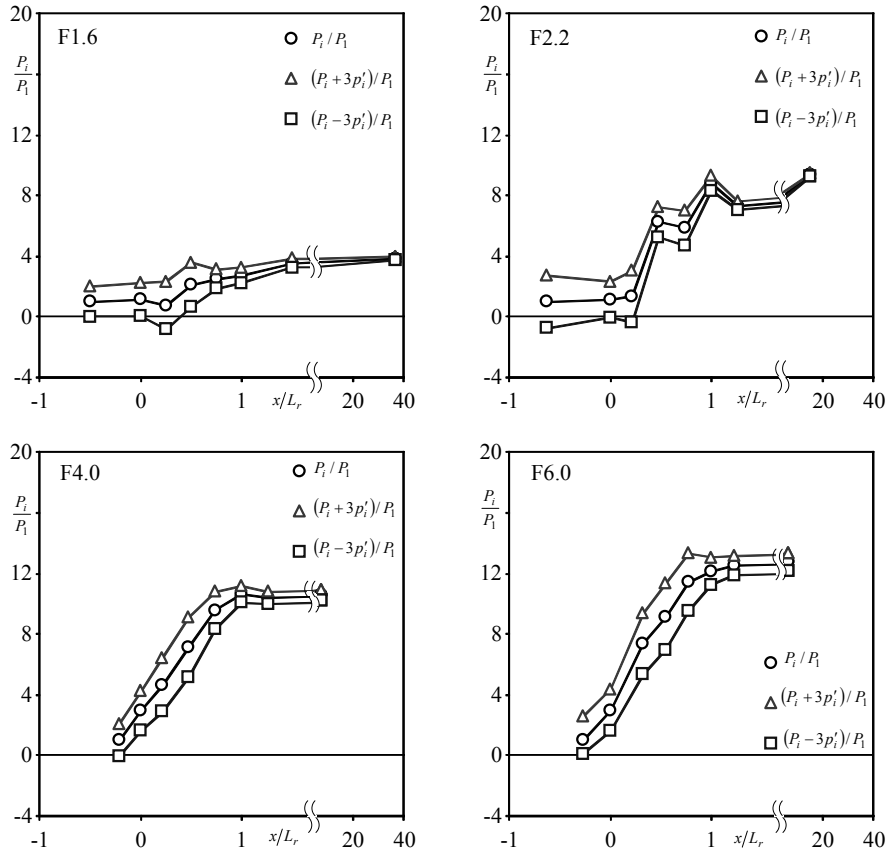


図-12 各フルード数における時間平均圧力 P_i の流下方向変化

布式を提案した。

$$\frac{u'}{U_*} = D_u \exp\left(-\lambda_u \cdot \frac{y}{H}\right) \quad (3)$$

その後、Nezu & Rodi²¹⁾のLDA計測よって、基準値 $D_u = 2.26$ 、 $\lambda_u = 0.88$ が実験的に求められた。また、フルード数やレイノルズ数が変化しても、係数 D_u および λ_u が変化しないことから、式(3)は禰津の普遍式と呼ばれる。

図-4 および図-5 に No.7 および No.8 で得られた乱れ強度分布をプロットで、禰津の普遍式を実線で示す。ただし、煩雑を避けるため横軸をケースごとにずらして表示している。No.7 における乱れ強度はフルード数の増加に伴い普遍式から大きくずれる。これは、フルード数が増加するとローラーの回転運動が顕著となるため、跳水内で生成される乱れが大きくなることが原因と考えられる。特に、最もフルード数の高い F6.0 のケースでは、底面から水面に向かって乱れが増加しているため、壁面で生成された乱れだけでなく、壁面以外の場所で生成された乱れが移流されてきたことを意味する。一方、No.8 における乱れ強度はほぼ禰津の普遍式と一致している。ところで、乱れには self-consistency という特性があり、乱れ強度とレイノルズ応力の比は流れの状態によらずほぼ普遍である²³⁾。したがって、No.8 におけるレイノルズ応力分布は次式に極めて類似した分布になると推測される。

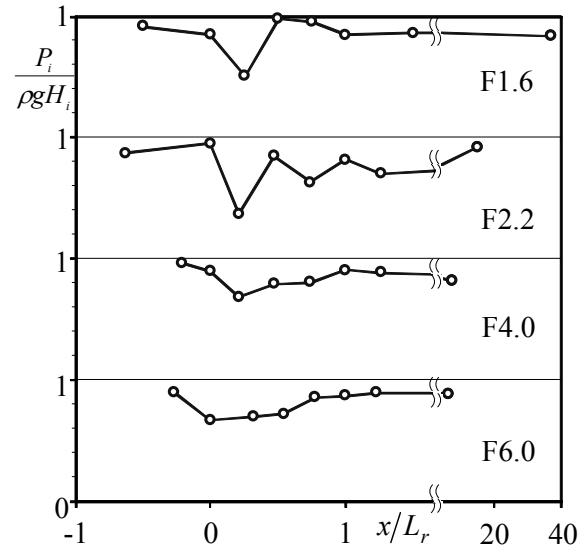


図-13 時間平均圧力 P_i を $\rho g H_i$ で無次元化した値の流下方向変化

$$\frac{-uv}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{H} \quad (4)$$

そのため、速度勾配とレイノルズ応力を乗じた乱れの発生率は等流のものと類似した値になると考えられる。No.8 では、底面から生成される乱れの発生率と粘性による乱れの散逸率がほぼバランスしていると推測されることから、以下では No.8 の領域を「平衡領域」と呼ぶ。

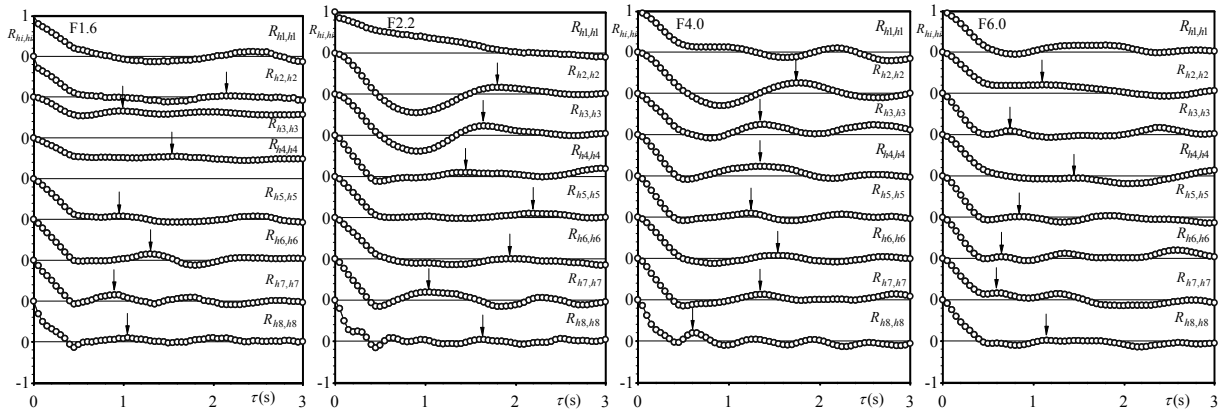


図-14 水深の自己相関係数 $R_{hi,hi}(\tau)$

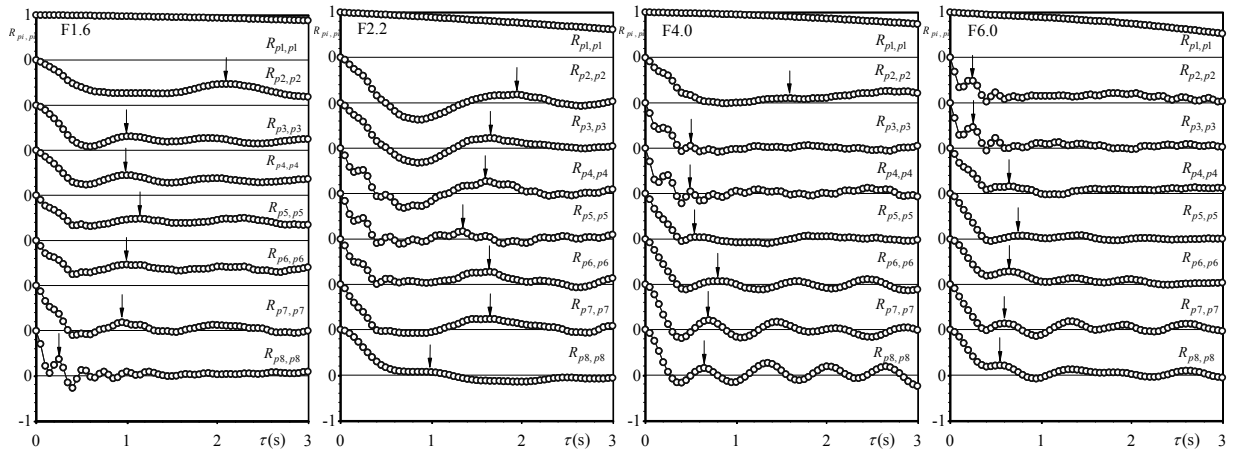


図-15 圧力の自己相関係数 $R_{pi,pi}(\tau)$

以上のことから、No.7 では流速分布および乱れ強度分布ともに跳水の影響を受けていること、No.8 では両者とも跳水の影響をほとんど受けていないことが証明された。

3.2 跳水始端の変動特性

図-6 に撮影された跳水始端の様子を各ケース 0.5s ごとに 3 枚示した。跳水先端が時間的に上下流に変動しているが、この変動は横断方向に一樣ではなくランダムであることが理解される。また、跳水始端の形状を横断的に観察すると、横断方向にあるスケールを有して変化していることが観察される。この横断方向の変動スケールはフルード数の増加に伴い大きくなっている。

図-7 に水路中央部 ($z/B=0.5$) における跳水始端の位置の時系列を 10 秒間示す。フルード数の増加に伴い振幅が増加していることが理解される。したがって、図-6 および図-7 の結果より、跳水始端付近での変動スケールはフルード数の増加に伴い、横断方向にも縦断方向にも大きくなっていると判断される。

跳水の周期性を検討するために、路中央部 ($z/B=0.5$) における全測定時間(60s)のデータに対し、ゼロアップクロス法を用いて周期 T_i を求めた。その結果、F1.6~F6.0 跳水始端の変動周期 T_i はそれぞれ 2.14s, 1.93s, 1.71s, 1.50s

となり、実時間としてはフルード数の増加に伴い周期が減少していることが解明された。なお、変動周期を求める方法としてフーリエ変換が一般的であるが、この場合、すべての時間における跳水始端の位置データが必要となり解析に膨大な時間がかかる。一方、ゼロアップクロス法はゼロアップする瞬間のデータのみを解析すればよいため、容易な解析が可能である。そのため、本研究ではゼロアップクロス法を採用した。

図-8 に跳水始端の変動距離 Δx を射流部水深 H_1 で無次元化した値のヒストグラムを示す。同図には次式で示される正規分布も示されている。

$$f\left(\frac{\Delta x}{H_1}\right) = \frac{H_1}{\sqrt{2\pi}\Delta x'} \exp\left(-\frac{\Delta x}{2\Delta x'}\right)^2 \quad (5)$$

ここに、 $\Delta x'$ は跳水始端の変動距離 Δx の標準偏差である。いずれのケースにおいても跳水始端の変動距離 $\Delta x/H_1$ が式(5)に従っている。したがって、跳水始端の変動は上下流方向に同様にランダムであると理解される。

3.3 水深の変動特性

図-9 に No.1(射流部), 3(跳水内), 4(跳水内)および 8(平

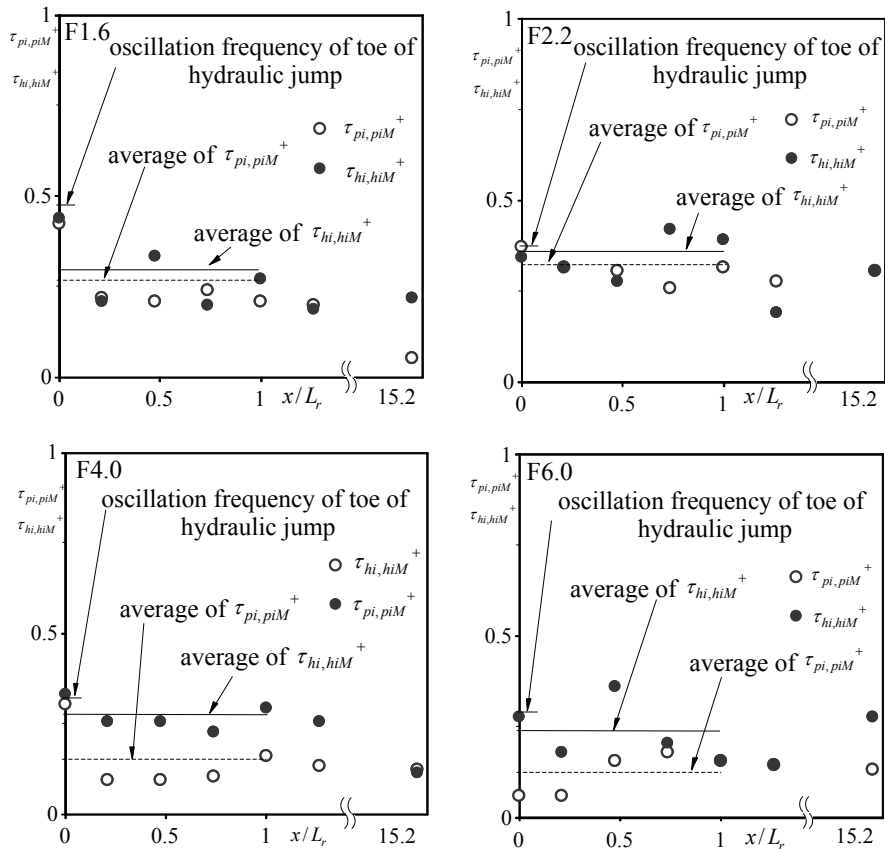


図-16 $\tau_{hi,hiM}^+$ および $\tau_{pi,piM}^+$ の流下方向変化

平衡領域)における時間平均水深 H_i からの瞬間水深 \tilde{h}_i の偏差を時間平均水深 H_i で割った値のヒストグラムを示す。

同図には、次式の正規分布を曲線で示している。

$$f\left(\frac{\tilde{h}_i}{H_i}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(h_i'/H_i)} \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_i - H_i)^2}{2h_i'^2}\right) \quad (6)$$

ここに、 h_i' は任意の測定位置 No.i における水面変動の標準偏差である。同図より全てのケースにおいて射流部 (No.1) および平衡領域 (No.8) よりも跳水内 (No.3, 4) での水面変動強度が大きくなっていることが観察される。また、必ずしも良好とはいえないが、水面変動のヒストグラムが式(6)によってある程度再現されていることがわかる。そのため、水面変動特性は水面変動強度 h_i' で代表される。

図-10 に時間平均水深 H_i および水面変動強度の3倍を加えた値 $H_i + 3h_i'$ および差し引いた値 $H_i - 3h_i'$ の流下方向変化を示す。全てのケースにおいて跳水内で変動強度が大きくなっていることおよびその傾向がフルード数の増加に伴い顕著になっていることが観察される。

3.4 圧力の変動特性

図-11 に No.1 (射流部), 3 (跳水内), 4 (跳水内) および 8 (平衡領域) における時間平均圧力 P_i からの瞬間圧力 \tilde{p}_i の偏差を時間平均圧力 P_i で割った値のヒストグラムを示す。

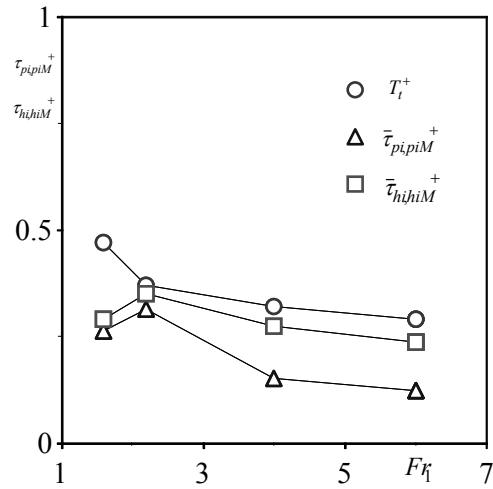


図-17 T_i^+ , $\bar{\tau}_{hi,hiM}^+$ および $\bar{\tau}_{pi,piM}^+$ と流入フルード数 Fr_1 との関係

同図には、次式の正規分布を曲線で示している。

$$f\left(\frac{\tilde{p}_i}{P_i}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_i'/P_i)} \exp\left(-\frac{(\tilde{p}_i - P_i)^2}{2p_i'^2}\right) \quad (7)$$

ここに、 p_i' は任意の測定位置 No.i における圧力変動の標準偏差である。全てのケースにおいて平衡領域 (No.8) よりも跳水内 (No.3, 4) での変動強度が大きいという結果は図

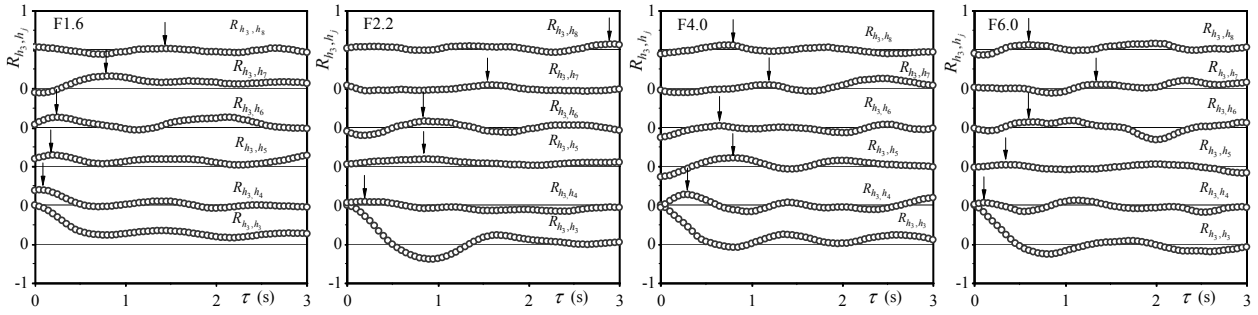


図-18 水深の相互相関係数 $R_{h3,hi}(\tau)$

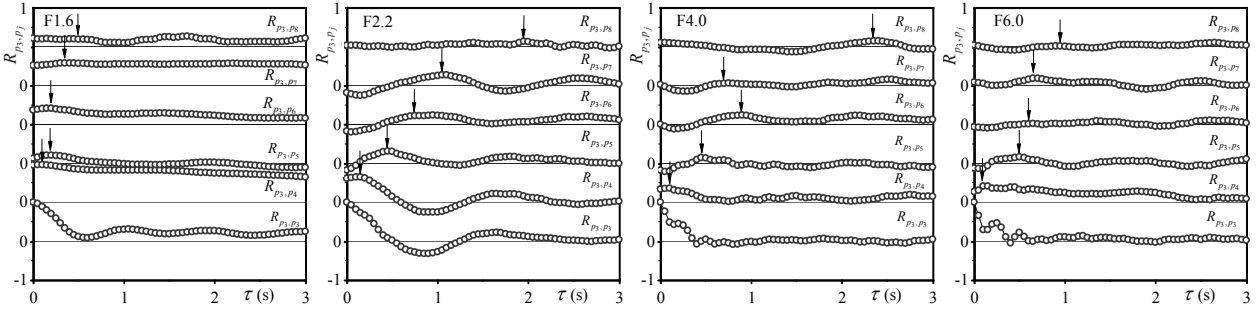


図-19 圧力の相互相関係数 $R_{p3,pi}(\tau)$

-9 に示した水深変動強度の結果と同様であるが、射流部 (No.1)における変動幅は圧力のものよりも相対的に広い。これは、乱流における底面圧力変動には水面変動だけでなく鉛直方向の乱れ成分も含まれるが、射流部分では流速が速くそれに伴い鉛直方向の乱流変動も大きくなるために生じたものと考えられる。また、水深と同様に、圧力変動のヒストグラムが式(7)によってある程度再現されているため、圧力変動特性は圧力変動強度 p_i' で代表される。

図-12 に時間平均圧力 P_i および圧力変動強度の3倍を加えた値 $P_i + 3 p_i'$ および差し引いた値 $P_i - 3 p_i'$ を射流部の時間平均圧力 P_i で無次元した値の流下方向変化を示す。F1.6 では $P_i - 3 p_i'$ の値が跳水始端近傍で負圧を示している。

乱流の等流における圧力分布は次式で示される²⁴⁾。

$$P = \rho g H \cos \theta (1 - y/H) - \rho v'^2 \quad (8)$$

ここに、 θ は水平と水路床勾配のなす角、 v' は鉛直方向の乱れ強度である。式(8)は乱流の等流における時間平均圧力は静水圧分布と比較し、鉛直方向の乱れ強度の大きさだけ減少することを意味している。水路床勾配の緩やかな場合の底面 ($y=0$) における時間平均圧力は次式となる。

$$\frac{P}{\rho g H} = 1 - \frac{v'^2}{gH} \quad (9)$$

図-13 に時間平均圧力 P_i を $\rho g H_i$ で除した値の流下方向変化を示す。射流部 (No.1) では $P_i / \rho g H_i$ の値が1よりも若干小さい値を示しており、時間平均圧力は静水圧よりも小さいことがわかる。射流部は完全には等流でなく、また、乱流境界層も完全には水面に到達していないと考えられ、

式(8)および(9)は成立しないが、鉛直方向の乱れによって時間平均圧力が減少したのと考えられる。一方、跳水内では時間平均圧力の低減が顕著となる。これは、鉛直方向の乱れおよび流線の曲がりやが原因と考えられる。そのため、フルード数が増加するとローラー運動も顕著となるため、減少量が増加したものと推測される。

3.5 流れの組織性

水深および圧力の自己相関係数 $R_{hi,hi}(\tau)$ および $R_{pi,pi}(\tau)$ はそれぞれ次式で示される。

$$R_{hi,hi}(\tau) \equiv \frac{\overline{h_i(t) \times h_i(t+\tau)}}{h_i' \times h_i'} \quad (10)$$

$$R_{pi,pi}(\tau) \equiv \frac{\overline{p_i(t) \times p_i(t+\tau)}}{p_i' \times p_i'} \quad (11)$$

ここに、 τ は遅れ時間である。図-14 および図-15 に水深の自己相関係数 $R_{hi,hi}(\tau)$ および圧力の自己相関係数 $R_{pi,pi}(\tau)$ をそれぞれ示す。両図のほとんどのデータにおいて、 $R_{hi,hi}(\tau)$ および $R_{pi,pi}(\tau)$ は遅れ時間 τ の進行に伴い減少し、一度最小値をとった後に極大値を示す傾向にある。この極大値をセカンドマキシマムと呼ぶこととする。ここで、自己相関係数 $R_{hi,hi}(\tau)$ および $R_{pi,pi}(\tau)$ がセカンドマキシマムを示す遅れ時間 τ をそれぞれ $\tau_{hi,hiM}$ および $\tau_{pi,piM}$ と定義し、図-14 および図-15 中に下向きの矢印で表示する。遅れ時間 $\tau_{hi,hiM}$ および $\tau_{pi,piM}$ は流れの時間スケールや長さスケールに依存するため、実時間そのものをケース間で比較しても物理的に意味がない。跳水内での速

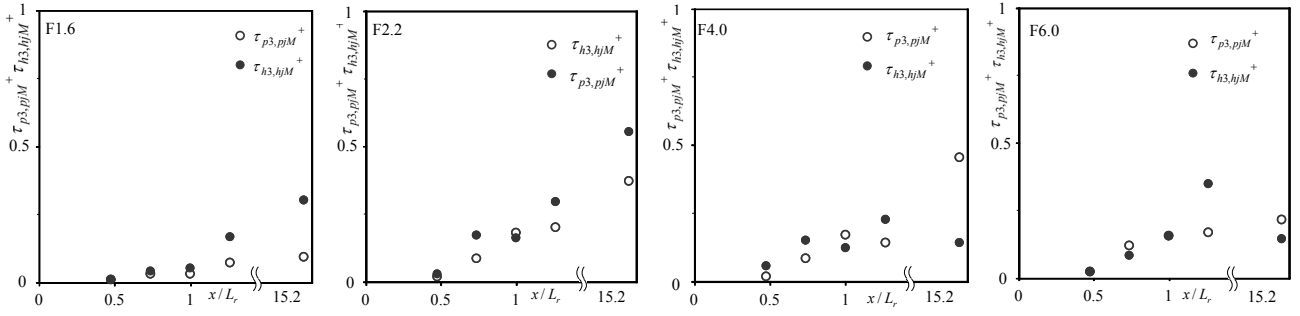


図-20 $\tau_{h3,hiM}^+$ および $\tau_{p3,piM}^+$ の流下方向変化

度スケールや長さスケールは流下方向に変化しているが、厳密な算出方法が現在存在しないため、ここでは跳水前後の平均値を用いることとする。セカンドマキシマムを示す無次元遅れ時間 $\tau_{hi,hiM}^+$ および $\tau_{pi,piM}^+$ をそれぞれ次式で定義する。

$$\tau_{hi,hiM}^+ \equiv \tau_{hi,hiM} \cdot \frac{U_{m1} + U_{m6}}{H_1 + H_6} \quad (12)$$

$$\tau_{pi,piM}^+ \equiv \tau_{pi,piM} \cdot \frac{U_{m1} + U_{m6}}{H_1 + H_6} \quad (13)$$

ビデオ解析によって得られた跳水始端の変動周期 T_t についても同様に無次元変動周期 T_t^+ を定義した。

$$T_t^+ \equiv T_t \cdot \frac{U_{m1} + U_{m6}}{H_1 + H_6} \quad (14)$$

図-16 に $\tau_{hi,hiM}^+$ および $\tau_{pi,piM}^+$ の流下方向変化を示すと共に、 $x/L_r=0$ に T_t^+ の値を明示した。また、 $\tau_{hi,hiM}^+$ および $\tau_{pi,piM}^+$ の跳水内 ($0 \leq x/L_r \leq 1.0$) における平均値 $\bar{\tau}_{hi,hiM}^+$ および $\bar{\tau}_{pi,piM}^+$ をそれぞれ実線および点線で示した。 T_t^+ の値と跳水始端 ($x/L_r=0$) における $\tau_{pi,piM}^+$ の値はほぼ一致している。これは跳水始端が上下流に変動すると、自動的に水深も鉛直方向に変動することを意味している。続いて、跳水内 ($0 \leq x/L_r \leq 1.0$) の結果に着目する。フルード数が小さい場合は跳水内において $\bar{\tau}_{hi,hiM}^+$ および $\bar{\tau}_{pi,piM}^+$ の値が類似している。ところが、フルード数の増加に伴い跳水内における $\bar{\tau}_{pi,piM}^+$ の値が $\bar{\tau}_{hi,hiM}^+$ の値よりも小さくなっている。この結果をより明確に観察するために、図-17 に跳水の変動特性を示す 3 つ周期 T_t^+ 、 $\bar{\tau}_{hi,hiM}^+$ および $\bar{\tau}_{pi,piM}^+$ と流入フルード数 Fr_1 との関係を示す。 T_t^+ および $\bar{\tau}_{hi,hiM}^+$ に関しては流入フルード数 Fr_1 の増加に対して大きな変化は見られない。ところが、 $\bar{\tau}_{pi,piM}^+$ は流入フルード数 Fr_1 の減少関数であることが認められる。このような差違が生じた理由として次のように考えられる。フルード数が小さく流速が遅い場合は、圧

力変動に及ぼす水面変動の影響が相対的に大きい、フルード数が大きくなるとシアアの増加に伴って鉛直方向の乱流成分が増加するために、圧力変動に及ぼす水面変動の影響が相対的に小さくなる。一般にシアアの強い高レイノルズ乱流では低周波な渦だけでなく、高周波の渦も含まれている。したがって、低フルード数の場合の底面圧力の変動周期は低周波な水面変動によって支配されるのに対し、高フルード数になるにつれ高周波な鉛直方向の変動周期によって支配されていると推測される。今後、跳水内部の瞬間流速測定が可能になれば、上記の推測の評価が可能となる。

水深および圧力の流下方向の伝搬特性を調べるために、跳水内において比較的上流域に位置する No.3 とその下流側の測定点との間の水深および圧力の相互相関係数 $R_{h3,hi}(\tau)$ および $R_{p3,pi}(\tau)$ を算出した。

$$R_{h3,hi}(\tau) \equiv \frac{h_3(t) \times h_i(t + \tau)}{h_3' \times h_i'} \quad (15)$$

$$R_{p3,pi}(\tau) \equiv \frac{p_3(t) \times p_i(t + \tau)}{p_3' \times p_i'} \quad (16)$$

図-18 および図-19 に水深の相互相関係数 $R_{h3,hi}(\tau)$ および圧力の相互相関係数 $R_{p3,pi}(\tau)$ をそれぞれ示す。図-14 および図-15 に示した自己相関係数と同様に図-18 および図-19 中にセカンドマキシマムの発生位置を downward 矢印で示している。相互相関係数 $R_{h3,hi}(\tau)$ および $R_{p3,pi}(\tau)$ がセカンドマキシマムを示す遅れ時間 τ をそれぞれ $\tau_{h3,hiM}$ および $\tau_{p3,piM}$ と定義し、式(12)および式(13)と同様な無次元化を行う。

$$\tau_{h3,hiM}^+ \equiv \tau_{h3,hiM} \cdot \frac{U_{m1} + U_{m6}}{H_1 + H_6} \quad (17)$$

$$\tau_{p3,piM}^+ \equiv \tau_{p3,piM} \cdot \frac{U_{m1} + U_{m6}}{H_1 + H_6} \quad (18)$$

図-20 に $\tau_{h3,hiM}^+$ および $\tau_{p3,piM}^+$ の流下方向変化を示す。いずれのケースにおいても $\tau_{h3,hiM}^+$ および $\tau_{p3,piM}^+$ の値は流下方向に増加しており、水面および底面の変動が流

下方向に伝搬していることが伺われる。また、各ケースにおいて $\tau_{h3,hiM}^+$ および $\tau_{p3,piM}^+$ の値がほぼ同様なことから伝搬速度が類似していると判断される。すなわち、フルード数の増加に伴い底面圧力に及ぼす乱流成分の影響が支配的になるもの、変動の伝搬特性は変化しないと判断される。

4. おわりに

本研究は平坦河床上において波状跳水、弱跳水、動揺跳水および定常跳水を発生させ、跳水内および跳水付近の底面圧力変動および水面変動を同時計測し、圧力変動、水面変動およびそれらの相関などを解明したものである。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) 瞬間的な跳水始端は横断方向に一様ではなく、空間的に変動している。この空間変動スケールはフルード数の増加に伴い増加する。
- (2) 時間平均された底面圧力は鉛直方向の乱流変動の影響で静水圧の値よりも減少する。この特性は流入フルード数の増加に伴い顕著となる。
- (3) 跳水始端が時間的に上下流するのに伴い水深が鉛直方向に変動するため、跳水始端の上下流方向の変動周期と水深の鉛直方向の変動周期はほぼ一致する。また、この周期を跳水前後の水深平均流速および時間平均水深で無次元化した値は流入フルード数に対してほとんど変化しない。
- (4) 底面圧力は流入フルード数が低い場合は水面変動によって支配的に決定されるので両者の変動周期はほぼ一致する。しかし、流入フルード数の増加に伴い鉛直方向の乱流成分による影響が強くなるため、底面圧力の変動周期は減少する。
- (5) 本実験では実験装置の制約により、フルード数のみならずレイノルズ数も変化させた。また、跳水始端において乱流境界層が完全には水面に到達していないと考えられる。したがって、本研究で得られた結果にはフルード数による影響だけでなく、レイノルズ数および乱流境界層の未発達による影響も含まれていることに留意されたい。

参考文献

- 1) Smetana: Condress de Navigation Insterieture, 1935.
- 2) 椿東一郎: 跳水現象の理論, 1948.
- 3) Ohtsu, I. and Yasuda, Y., *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.120, No.3, pp.332-346, 1992.
- 4) 大津岩夫, 安田陽一, 後藤浩: 波状跳水の形成条件について,

- 水工学論文集, 第42巻, pp.673-678, 1998.
- 5) 後藤浩, 安田陽一, 大津岩夫: 波状跳水の形成条件に対するレイノルズ数・アスペクト比の影響について, 水工学論文集, 第43巻, pp.299-304, 1999.
- 6) 後藤浩, 安田陽一, 大津岩夫: 波状跳水の流況特性, 水工学論文集, 第45巻, pp.439-444, 2001.
- 7) Hager, W.H., Bremen, R. and Kawagoshi, N., *J. Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.28, pp.591-608, 1990.
- 8) Chanson, H. and Montes, J.S.: Characteristics of undular hydraulic jumps: Experimental apparatus and flow patterns, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.121, No.2, pp.129-144, 1994.
- 9) Ohtsu, I., Yasuda, Y. and Gotoh, H.: Flow conditions of undular hydraulic jumps in horizontal rectangular channels, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.129, No.12, pp.948-955, 2003.
- 10) Hughes, W.C. and Flack, J.E., *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.110, No.12, pp.1755-1771, 1983.
- 11) Ead, S.A. and Rajaratnam, N.: Hydraulic jumps on corrugated beds, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.128, No.7, pp.656-663, 2002.
- 12) Onitsuka, K., Akiyama, J., Isechi, H. and Kiuchi, D., *Env. Hydraulics and Sustainable Water Management*, Vol.2 (Eds. J.H.W. Lee & K.M. Lam), AA. Balkema Publishers, UK, pp.1703-1710, 2004.
- 13) Onitsuka, K., Akiyama, J., Shigeda, M., Isechi, H. and Shuto, K., *Proc. 31th Congress of IAHR*, Korea, pp.2498-2507, 2005.
- 14) Onitsuka, K., Akiyama, J., Akaki, Y., Isechi, H. and Shuto, K., *Proc. 4th IWA Specialist Conference on Efficient Use and Management of Urban Water Supply*, on CD-ROM, 2007.
- 15) Debabeche, M. and Achour, B., *J. Hydraulic Res.*, Vol.45, No.1, pp.135-139, 2007.
- 16) 中川博次, 辻本哲郎, 清水義彦, 村上正吾: 堰の一被災機構としての護床工からの砂のぬけ出しによる空洞化の進行過程, 第31回水理講演会論文集, pp.359-364, 1987.
- 17) 川口広司, 諏訪義雄, 高田保彦, 末次忠司: 護床工下の河床材料の抜け出し及び下流跳水の非定常性と護床工の応答特性, 河川技術論文集, 第8巻, pp.243-278, 2002.
- 18) 安田陽一, 大津岩夫: 強制跳水中の鉛直シルに作用する流体力に対する流入条件の影響, 流体力の評価とその応用に関する研究論文集, 第2巻, pp.17-22, 2003.
- 19) 鬼束幸樹, 秋山壽一郎, 重枝未玲, 尾関弘明, 白石達郎, 後藤伸一, 水工学論文集, 第51巻, pp.697-702, 2007.
- 20) 鬼束幸樹, 秋山壽一郎, 重枝未玲, 尾関弘明, 白石達郎, 後藤伸一, 第4回流体力の評価とその応用に関する講演集, pp.95-100, 2007.
- 21) Nezu, I. and Rodi, W., *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.112, No.5, pp.335-355, 1986.
- 22) 柘津家久: 開水路乱流の乱れ強度に関する研究, 土木学会論文集, 第261号, pp.67-76, 1977.
- 23) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 24) 柘津家久, 富永晃宏: 水理学, 朝倉書店, 2000.

(2007年4月12日 受付)