LIF を用いた巻き波ジェット波浪場に関する可視化実験

LIF measurements of wave place type of jet produced by plunging wave blaking

北海道大学工学院	○学生員	鈴木卓朗 (Takuro Suzuki)
北海道大学	正 員	渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

1. はじめに

近年の数値計算技術の発達により,沿岸域における砕 波下の流れの物理機構が明らかになりつつある.即ち, 巻き波ジェットの着水,水平ローラー渦の生成から二次 ジェットの生成とフィンガー化,さらに飛沫の生成がせ ん断力および表面張力の不安定でおおよそ説明が可能と なってきた(Watanabe et al.2005,渡部ら 2013).またス ケールの大きく異なる複雑な水面変形を定量化する実験 的計測は従来困難であったが,渡部ら(2014)によって限 定された波浪条件での成果が提示されている.しかしよ り多様な条件による実験的な証拠が必要である.

本研究は渡部ら(2014)の実験 Case に新たな条件を加 え, Lase-Induced Fluorescence(LIF)による高速画像計測 により,異なる条件の波による砕波ジェットの着水から 飛沫の放出に至る一連の差異を統計的に整理しようとす るものである.

2. 実験方法

実験は Case1,2 に関しては延長 24m, 幅 0.6m, 高さ 1m の吸収制御機能付きピストン形造波水槽 A, Case3 は延長 8m, 幅 25cm, 高さ 50cm, 勾配の変更が可能な ピストン型造波水槽 B を用いた. 図-1 は実験装置の模 式図である.水槽 A に関しては造波された波は水深 30cm の水平底面を通過し、1/15 勾配の斜面上を浅水変 形した後砕波する.水槽 B については造波機が 1/15 勾 配の底面上に設置されているため,水平底面を経由する ことなく浅水変形し砕波する.水槽上部に YAG レーザ ーを沖向き斜め下方の撮影領域に向けて水平面に対して 角度 45° で照射し、凸レンズによって伸長されたレー ザーは水平面上およそ 270×210mm の Field-Of-View を 含む砕波水面の照明となる.水中に 0.793ppm の濃度で 蛍光試薬ローダミン 6G を溶解し、レーザーによって励 起した水中の蛍光分布が水槽上部に設置されたミラーを 介して高速ビデオカメラ(解像度 1280×1024 pixels, 500Hz 撮影周波数, カメラ A と略記)で撮影される. こ れにより, 鉛直下向きに撮影された砕波水面形状を取得 できる. なお, カメラレンズには 540nm ハイパスフィ ルターが付けられ、レーザー(532nm)の水面上の鏡面反 射を除去される.別の高速カメラ B がレーザー発振器 と隣接して設置され、斜め上方からの砕波水面変化の全 体像が撮影された.両者の高速カメラは同期しており、 水槽沖側の水平床上に設置された波高計が波の入射の検 知と同時に発する TTL 信号によって撮影が開始される. 砕波点を原点とし、岸方向にx軸, 鉛直上向きにz軸を 定義し、ジェットの軸近傍の水面に焦点面が合うように

上方からの撮影の焦点距離を調整した(図-2). 砕波点からx=24.2cm岸側の計測点1から岸方向へ10 cm間隔でト ラバースし,それぞれ巻き波ジェットの着水から,フィ ンガージェットの形成,飛沫への分裂に至る水面形状に ついてそれぞれの位置に対して10回の試行実験を行い, 統計評価を行った. Case1,2については5箇所での撮影を 行ったが, Case3については前記した二つのCaseと現象 のスケールが異なるため,計測点を一つ増やし6箇所設 けた.





$$\xi = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H_B}{L}}} \dots (1)$$

表-1 波浪条件				
Case No. 周期		砕波水深	砕波波高	
	T(s)	$h_B(cm)$	$H_b(cm)$	
1	2.0	6.5	9.8	
2	1.0	12.5	12.5	
3	2.0	12.5	14.3	
Case No.	水深(cm)	勾配	ξ	
1	30	1:15	0.39	
2	25	1:10	0.33	
3	30	1:15	0.31	

設定した波浪の条件は表-1 に示す通りである.また (1)式に示す ξ で表される Surf Similarity Parameter をそれ ぞれの条件を特徴付ける値として導入する. α を底面勾 配, H_Bを砕波波高,Lを波長とする.

3. 結果と考察

3.1 計測結果

図-3 は Case2 におけるカメラ A,B の撮影結果の一例 である. 典型的な砕波による巻き波ジェットが形成され (計測点 1),着水と同時にフィンガージェットがスパン 方向に短間隔で形成されていることが確認できる(計測) 点 2.3.4). 現象が進行するにつれ、隣接するフィンガー ジェット同士が合体し,一つのジェットへと変化してい く様子も見られる(計測点 2,3,4). これは表面張力の効果 によるものであると考えられる. さらに現象が進行する とフィンガージェット先端部から飛沫へと分裂する様子 が確認できる(計測点 3,4). やがてフィンガージェット 及び飛沫が再着水する様子が観察された(計測点 5). 計 測点1では、着水以前から巻き波ジェットの先端部分に おいてフィンガージェットに類似した水面変形が見られ た. この水面変形の特徴として先端に近い淵の部分は水 の層が厚く、内部は薄い膜状になっていることが挙げら れる. この点から薄い巻き波ジェット先端部が表面張力 及びその不安定性からフィンガー状に変形したと考えら れる.この特徴は Case2 において最も顕著に見られた.

3.2 統計処理,考察

砕波後の水面形遷移を特徴づける,着水後に発生する フィンガージェットのスパン方向間隔 D,フィンガージ ェットの限界長さ l(フィンガージェットから飛沫が分裂 した瞬間での長さとする),フィンガージェットの半径 R₀,分裂飛沫半径 R,そして分裂飛沫間隔 d について, 統計的に整理し,砕波流れの流体力学的不安定について 議論する.図-4 は上記した代表長さの定義である.

図-5(上段及び左下)は各 Case に対する相対フィンガー ジェット間隔 D/H_Bの確率密度を計測点ごとにまとめた ものである. どの Case についてもジェット着水点から の距離が大きくなるにつれ,相対間隔 D/H_B も大きくな っていることが確認できる.これは前述したように隣接



図-3 Case3 の撮影画像



図-4 代表長さの定義

するジェット同士が表面張力の効果によって時間と共に 合体し、一つの大きなジェットとなるためであると考え られる.また Casel のみならず Case2,3 においても同様 の傾向が見られ、D/H_Bの値は x 軸方向の距離に対して 正規対数分布で近似できる可能性があることがわかる. 図-5(右下)は各 Case 及び計測点ごとの確率密度分布のピ ークを x 軸方向相対距離である x/h_Bについて整理した ものである. Case3,2,1 の順で値が大きくなっているこ とが分かる.以上から ξ (Surf Similarity Parameter)が小さ



図-5 相対フィンガー間隔(D/H_B)確率密度(上段及び左下)相対フィンガー間隔の確率密度ピーク値(右下)



$$\frac{R}{R_0} = \left(\frac{\pi}{0.697}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 2.1 \dots (3)$$



図-6 Case 別フィンガージェット限界長さ

い値をとる波浪の方が、小さい相対フィンガージェット 間隔の値をとる傾向があり、単位幅あたりのフィンガー ジェットの本数が多くなっていると予測できる.

フィンガージェット軸方向の安定性は、表面張力が支 配する Rayleigh-Plateau(R-P)不安定が関わることが推測 される. (2)式は R-P 不安定の最大増幅率を与える波数 に対するジェットの限界長さ lcrit を表すものである.こ こでUは流速、ρは密度、γは表面張力とする. (3)式 は同様に R-P 不安定の最大増幅率に対する分裂飛沫半 径とジェット半径の比であり、一般的に 2.1 程度である ことが知られている.

図-6は縦軸に(2)式より導出されたフィンガージェットの理論値 lcritを、横軸に実験より得られた実測値をとったものである.理論値と実測値が等しくなる部分を表した直線より、どの Case においても大部分が下部へと集中していることがわかる.これにより R-P 理論によ



図-7 Case 別 R/R₀によるヒストグラム(上段及び左下),
理論飛沫半径と実測値との比較(右下)



図-8 Case 別 Ro/d 及び R-P 不安定増幅率

る理論値よりも実現象としてはフィンガージェットが短 い段階で飛沫へと分裂していることがわかる.

図-7(上段及び左下)は R/R₀の値を Case ごとにヒスト グラムで整理したものである. Case1,2,3 ではではそれ ぞれおよそ 1.2, 1.1, 0.9 前後の範囲に有意な度数を持 っている. また図-7(右下)はそれぞれの Case において, 式(3)から導出される飛沫スケールの理論値 R'との比較 を行ったものである. どの Case, どの点においても R'=R を示す直線より下部に分布していることが見て取 れる. 以上より本研究で用いた条件においてフィンガー ジェットから分裂する飛沫スケールは R-P 理論より導 かれた理論値よりも小さいものが主であるといえる.

図-8 はフィンガー半径 R₀と飛沫間隔 d の相対距離を Case ごとにヒストグラムでまとめたものを y 軸左に, R-P 不安定の増幅率を y 軸右にとったものである.サン プル数が少ないため正確な議論は難しいが, Casel につ いてはおよそ R₀/d が 0.2 付近, Case2 については 0.12 付 近, Case3 については 0.9 付近に有意な分布が確認でき る.R-P 不安定の増幅率が最大となる R₀/d の値が 0.11 程度であることから, Case2 についてはおよそ理論値と 近い値をとっていることが確認できる.しかし Casel に おいては最大増幅率のおよそ2倍程度付近に多く分布し ており,また Case3 においては最大増幅率よりも小さい 部分に有意な度数が多く存在していることが確認できる. っまり Casel においては R-P 不安定で説明されるものよ りも短間隔で飛沫が生成されており, Case3 については 理論よりも広い間隔で飛沫が分布していることがわかる. 以上より波浪条件に応じて Ro/d の値は大きく異なって いるため,一貫して R-P 不安定の理論を用いることは 難しいと考えられる.

4. まとめ

・異なる波浪条件によって発生させた砕波ジェットに関する可視化実験を行い、統計処理を行った。
・フィンガージェットの間隔は現象の進行にともない、表面張力の効果によって隣接するジェットが合体し、現象の進行と共に間隔が広くなっていく。

・条件ごとに相対間隔 D/H_B は異なる値をとっており, ξが小さい値をとるほど単位幅あたりのフィンガージェ ット本数が大きくなる傾向がある.また相対間隔はそれ ぞれの x 軸方向にたいして対数近似できる可能性がある. ・フィンガージェットの限界長さはどの Case において も R-P 不安定で説明される理論値よりも短いものとなった.

・フィンガージェットから分裂する飛沫は,フィンガー のスケールと同等もしくは僅かに大きいスケールのもの が生成されている.これは **R-P** 不安定で説明される理 論的なものと比べ小さい.

分裂飛沫の相対間隔 R₀/d は Case によって大きく異なっている.

渡部ら(2014)によってフィンガージェットの軸方向安 定性は **R-P** 不安定で説明されないことが示唆されてい た.本研究では新たな条件による計測を行ったが,やは り設定した代表長さを説明するには至らなかった.よっ て一貫して **R-P** 不安定の理論を巻き波ジェットによっ て発生したフィンガージェット,およびそこから発生す る分裂飛沫という現象に適用することは難しいと考えら れる.

参考文献

- Watanabe, Y. Saeki, H. and Hosking, R., Journal of Fluid Mechanics Vol. 545, pp 291-328, (2005).
- 2) 渡部靖憲,泉典洋,猿渡亜由未,土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol.69(2), pp 51-55, (2013).
- (渡部靖憲,鈴木卓朗,大島悠揮,田代晃基,小柳津遥陽 日本混相流学会シンポジウム2014, B143, (2014)