フィンガージェットの分裂と飛沫の生成機構

Physical Mechanisms for Forming Finger Jets and Sprays

猿渡亜由未¹•渡部靖憲²

Ayumi SARUWATARI and Yasunori WATANABE

Splashing water jets produces numbers of sprays and finger-shaped secondary jet. In this study, they were visualized using a fluorescent imaging technique. It is found two mechanisms for forming sprays determine fundamental features of spray distributions and transport velocity: (A) ejection of sprays due to moving contacts between the splashing jet and receiving water surface, and (B) fragmentation of finger jets into sprays through a surface tension instability. The sprays formed in (A), transported at high speeds, precede those formed in (B). Size distributions of the finger jets and sprays are found to be approximated by log-normal distributions.

1. はじめに

砕波ジェットが着水すると同時に放出される大量の飛 沫は、海面近傍の熱環境、大気海洋間物質輸送に多大な 影響を与えるだけでなく、暴波浪時には沿岸域の利用を 阻害する要因となる。しかしながら砕波に起因する飛沫 の生成機構は明らかでなく、その発生量を適切に予測す る為の研究は十分ではない。

Narayanaswamy・Dalrymple (2002) は砕波ジェット着 水後のクレスト水面上に波峰方向に規則的に配列したフィ ンガー状の不安定が発達することを明らかにした. 著者 ら (2007) はジェット着水に伴うフィンガージェットか ら飛沫への遷移を数値的に再現すると共に,フィンガー ジェット流体の存在確率をモデル化している. 一方ジェッ トの着水過程においてジェット先端が静水面に最初に接 触したコンタクトライン前方で,流入ジェット水がジェッ ト-水面間の空隙を埋めるように急速に移動し,高速で 気中へ噴出する極小スケールのジェット ("ejecta jet") 及び微細飛沫が発生することが知られている (Thorodsen, 2002). この様なジェットの着水に起因す る異なる飛沫生成メカニズムに依存して決定される飛沫 サイズスペクトルや飛沫生成量,飛散速度を見積もるこ とが本研究の目的である.

本研究では、ジェット着水後に形成される二次ジェット及び分裂飛沫界面を蛍光励起により可視化し、飛沫の 発生と分裂そして輸送機構を明らかにすると共に、フィンガーと飛沫スケールとの関係を説明するものである.

2. 実験方法

(1) 実験装置

砕波ジェットのモデルとして, 平面二次元形状のジェッ

1 学生会員 修(工)北海道大学大学院工学研究科
2 正 会 員 博(工)北海道大学准教授大学院工学研究科



図-1 実験装置

表-1 ジェットの着水条件

Case	h_b	H_b	u_0	w ₀	θ	Fr	We
	cm	cm	m/s	m/s	deg		
1	8	20	1.07	1.75	59	3.78	1680
2	8	24	1.07	1.95	61	4.10	1980
3	8	29	1.07	2.20	64	4.51	2390
4	4.2	20	0.70	1.72	68	3.42	1380
5	6.4	20	0.83	1.72	64	3.52	1460
6	7.9	20	0.93	1.71	62	3.59	1520

トを静水面に対し斜め方向に着水させる.図-1に示す様 に全長170cmの水槽から高さH_bの地点に幅 17cm の貯水 用ボックスを傾斜角度が 30°となるよう設置した.貯水 用ボックス前面の水深がh_bとなる様に貯めた水をボック ス前面の可動壁を上方へと一気にスライドさせることに より放出し,平面二次元形状のジェットを形成させた. 可動壁はワイヤーで連結したウエイトを落下させること により2m/sでスライドさせた.水槽内に幅15cmのアク リル製側壁を設置することにより,ボックスから放出さ れた平面ジェットのうち二次元性の高い中央部のみを初 期ジェットとして静水面に着水させた(図-1 参照).





貯水ボックス及び水槽中の水に濃度3×10⁴g/mlで蛍光 染料(uranine, 蛍光ピーク波長514nm)を溶解させ、アク リル側壁の両側から励起光源として青色発光ダイオード (LED)を照射した. 蛍光発光したジェット流体を、光 学フィルターを装着した12bit高感度カメラにより水槽 上部から撮影した(図-1参照). これにより側方のLED 照明(波長約450nm)からの影響を受けずに蛍光流体の みを撮影することが可能となる. レーザービームを貯水 ボックス可動壁の前面と平行にフォトダイオードに向け て照射する.ジェット流体がレーザー光を遮ると同時に フォトダイオードからの電圧変動と連動してトリガー信 号がカメラに送信され撮影が開始される. これにより同 一のタイミングで試行実験を行うことができる. ジェッ ト着水点を座標軸の原点,ジェットの進行方向をx軸, ジェットの横断方向をv軸,鉛直上方をz軸とし,初期ジェッ トの着水時刻をt=0 とする. 撮影条件は撮影周波数を40 Hz, 露光時間を1/2000s, 撮影解像度をx方向260pixel×v 方向348pixel, field of viewをx方向10.4cm×y方向13.9cm とした.カメラの設置位置をx方向に移動させていくこ とによりx=10-110cmの測定領域全体を撮影した. また アクリル側壁内中央部の12cm幅の範囲を v方向の測定 領域とした.更に水槽側方から高速度カメラにより撮影 周波数500Hzで着水点近傍を撮影し、初期ジェットの着 水地点及び着水時刻を求めた(図-2参照). 貯水ボックス 内水深h_b及び貯水ボックス設置高さH_bを変化させること により初期ジェットの水平着水速度u,鉛直着水速度w, 着水角度θ等の初期ジェット着水条件を変化させた6ケー スについてそれぞれ30回の試行を行い、結果を統計的に 評価する. 表-1に初期ジェットのFroude数 ($Fr=V/\sqrt{gD}$, $V=\sqrt{u_0^2+w_0^2}$, D: 初期ジェット厚)やWeber数 (We= ρ V²D/σ, ρ: 流体密度, σ: 表面張力係数)を含む実験条 件を示す. また, すべてのケースで水深hを10cmとした.

(2) ジェット流体の検出方法

図-3 はジェット着水により跳ね上がった二次ジェットの画像である.ジェット本体に連結したまま先行して 伸張する複数の水柱をフィンガー,ジェットから完全に



図-3 (a)Ejecta jet を構成する微細飛沫群(t=0.038s). (b)典 型的なフィンガージェットとフィンガーから分離した 飛沫(t=0.088s).



図-4 検出されたジェットの例. (a)二つの輝度の閾値に対す
る等値線. (-)*I*= *T_{jet},(--)<i>I*= *T_{bg}*. (b)検出されたフィンガーを有するジェット本体(白)と飛沫(灰).

分離したものを飛沫と定義する.撮影画像に対し次の様 に輝度の閾値を設定することにより二値化し、ジェット 流体を検出した.トレイに深さ2mmとなる様に蛍光染 料溶液を張りフォーカス面に設置したものを撮影したと きの平均輝度をリファレンス輝度 *I*, また静水面の平均 輝度を *I*_{bg} とする.これらを元に二つの閾値を *T*_{bg}=*I*_{bg}, *T*_{jet} = (*I*_r + *I*_{bg})/2と設定し(図-4(a)参照),撮影画像の輝 度*I*か*I* > *T*_{jet} の領域をジェット流体、*I* < *T*_{bg} の領域を背 景とみなす.*T*_{bg} $\leq I \leq T_{jet}$ の領域については領域内の輝 度の平均と標準偏差から両者を判断した.また、検出さ れたジェット流体のうち撮影画像の着水点側の境界に接 しているものをジェット本体及びフィンガー、それ以外 を飛沫と判断した(図-4(b)参照).

3. 飛沫の形成機構

ジェットの着水に起因する飛沫の生成機構が次の二つ に分類できることが確認された.

機構A:ジェットが着水する瞬間にジェット-水面間の コンタクトラインから飛沫群が高速で噴出する(図-3(a)). 機構B:Ejecta jet が放出された後に発生する準定常的な 二次ジェットの先端に形成されるフィンガーが表面張力 不安定を経由して飛沫へと分裂する(図-3(b)).

着水と同時にジェット-水面間のコンタクトラインか らジェットが噴出する("ejecta jet", 図-3(a)参照). Ejecta jet を構成する微細飛沫群は6m/s以上にも及ぶ高速度で 前方へと飛散する(機構A, 図-2(a)). 一方機構Bに基づく



図-5 飛沫投影断面の円相当径のヒストグラムの空間分布 (case 6). (a)t=0.029s, (b)t=0.148s. 破線は各地点におけ る最大飛沫径.

二次ジェット(図-2(b))の先端にはフィンガーが形成さ れる(図-3(b)).二次ジェットの先端と本体との間の速度 差から、二次ジェット先端に形成されたフィンガーは長 さ数cmとなるまで発達する.フィンガーは表面張力不安 定を経由してその軸方向に等間隔に分断され、飛沫を生 成する(機構B,図-3(b)参照).二次ジェットが再着水す る=0.2s までフィンガーから飛沫への分裂は継続された.

4. ジェットの分裂サイズ遷移

図-5はそれぞれ=0.029s, 0.148sにおける飛沫投影断面 の円相当径 d_cのヒストグラムのx方向空間分布である. (b)の図中の破線はそれぞれの地点に存在している飛沫 の最大径を示す.初期ジェット着水直後のt=0.029sにお いてピーク径が2mm程度の飛沫群が着水点近傍に発生 する(図-5(a)).これは機構Aにより生成された飛沫群 であり、この後周囲に分散し数密度を減少させながら高 速で x方向へと飛散し、t=0.148sにはx=70-80cmの地点に 到達する(図-5(b)).その間,準定常二次ジェットから は機構Bによりフィンガーの規模に応じたサイズの飛沫 が生成され、x=20-70cmの領域に飛散する(図-5(b)). 時間と共に隣接するフィンガーは合体し断面積が増大す る為、分裂し得る飛沫のサイズが増大し、ジェット近傍 の最大飛沫径もまた増大する.紙面の都合で図は示さな

いが, Frが大きくなる程,同一時刻に各地点に形成され る飛沫の最大径が増大すると共に,飛沫の総数が増加す ることを確認している.

次に、フィンガーから飛沫への分裂に伴うスケール遷移を明らかにする為に、ジェット流体の波峰方向の断面長さをジェットの分裂サイズと定義し(図-6の d_f , d_s)、フィンガー及び飛沫の分裂サイズ確率密度分布の時間的変化を調べた. 図-7の実線は、全領域におけるフィンガー



図-6 フィンガー及び飛沫へと分裂したジェットの模式図.



図-7 フィンガー及び飛沫の分裂サイズ確率密度の時間変化 (実線)と対数正規分布による近似曲線(破線)(case 6).



図-8 フィンガー(実線)及び飛沫(点線)のピーク分裂サイズの遷移.(●)case 4(▲)case 5(■)case 6.

及び飛沫の分裂サイズの確率密度分布の時間変化を表す. 著者ら(2007)は数値実験によるフィンガーの分裂サイズ の確率密度分布を対数正規分布により近似可能なことを 明らかにしている、本実験で得られたフィンガーと飛沫 の分裂サイズ分布についても全てのケースで同様に対数 正規分布となった(図-7 破線). この確率分布を規定する 飛沫の発達機構は不明である.この近似曲線がピークと なる分裂サイズをフィンガー及び飛沫のピーク分裂サイ ズd。と定義し、図-8 にその時系列を示す.準定常二次 ジェットの先端に形成されるフィンガー断面は隣接する フィンガーとの合体により時間と共に大径化し、初期ジェッ ト着水直後はピーク分裂サイズが3mm程度だったもの が再着水前までには2倍程度にまで増大した.またそれ に伴い二次ジェットの単位幅あたりに形成されるフィン ガー数も時間と共に減少し、どのケースも20本/m程度 に漸近した(図-9). 着水直後(水0.05s)はFrが大きい程, 多数のフィンガーが形成された.一方,飛沫の分裂サイ ズ分布の時間的変化は殆どなく, ピーク分裂サイズが



図-9 単位ジェット幅あたりのフィンガー数の時系列. (●) case 1, (×)case 2, (▲)case 3, (■)case 4, (▼)case 5, (*)case 6.



図-10 実験結果から求めたジェット本体の平均体積率の時 間変化(実線)と近似曲線(破線). (a)case 5, (b)case 6.



 図-11 実験結果から求めた飛沫の平均体積率の時間変化(点) とガウス分布による近似曲線(破線). (a)case 5, (b)case 6.

2.0-2.5mm の定常的な分布形状を示した (図-7(b), 図-8 破線).

5. ジェット体積率

ジェット本体の体積率ƒ及び飛沫の体積率ƒをそれぞ れ単位幅あたりにフィンガージェット流体及び飛沫の占 める割合として定義する:

$$f_f(x) = \sum d_{fi}/W, \ f_s(x) = \sum d_{si}/W.$$
(1)

ここで, d_{fi}, d_{si} はそれぞれ i 番目のフィンガー及び飛



図-12 Ejecta jet フロントとコンタクトラインの移動速度(a) 及び準定常ジェットの初速度(b)を求める為に設定し た着水ジェットモデル.水面下に貫入した流体(黒) と同体積の流体がジェットとなり噴出する(灰)と仮 定した.

沫の分裂サイズである (i=1, 2, ••• N. 図−6 参照). これ はジェット流体の存在確率を表すものである。二次ジェッ トの先端に近づくにつれ徐々に減少するジェット本体の 体積率は、ジェットの進行と共に前方へと移動する(図 -10, 実線). 猿渡・渡部(2007) はジェット本体の体積 率を、ガウス分布を確率密度とする累積分布関数により モデル化したが、本研究においても同様な近似をするこ とができた(図-10,破線).一方着水直後に機構Aにより 生成されるejecta jetに起因する飛沫は, ピーク体積率が 0.1程度となる体積率分布を示す(図-11, t=0.03s). その 後、機構Bによる飛沫が新たに生成されると共に、発生 した飛沫が分散しながら前方へと飛散していくことによっ て広域に拡がった分布形状へと遷移する(図-11, t=0.13s). 機構Aの飛沫が放出された直後の飛沫体積率分布はガウ ス分布で近似し得るものの(図-11, t=0.03s),時間の経 過と共に体積率の分布形状はガウス分布から外れていく.

猿渡・渡部(2007)で行った水塊ジェットの着水過程
に関する数値実験ではフィンガージェットの分裂メカニズムの解明を目的としており、初期ジェット底面が既に
水面に密着した初期条件を与えていた.その為ジェット
が水面に接する瞬間のコンタクトラインの高速移動に起
因する ejecta jet の噴出は再現されていない.本実験で確
認された着水初期に生成されるこれらの飛沫は微細で体
積率も小さいながら飛散速度が大きい為、砕波に伴う飛
沫の拡散範囲を決定する上で重要な要因となると考える。

代表速度による飛沫生成機構の分類

フィンガージェットおよび飛沫の分布範囲の移動速度 とジェット着水過程における次の3つの代表速度との関 係を調べる.代表速度はそれぞれ(i)ジェットの水面への 貫入に伴うジェット-静水面間のコンタクトラインの移 動速度,(ii)(i)に先行して高速移動する ejecta jet のフロ ント速度,(iii)ejecta jet 噴出後に現れる準定常ジェット の初速度(図-12 参照)である.本研究では 図-12 に示 す様に静水面に対し速度 V,角度 θ で着水する幅 Dの角



図-13 二次ジェット本体(●)と飛沫(○)の分布範囲の遷移. エラーバーはそれぞれの近似曲線の標準偏差の2倍を 片側の長さとする.またジェット着水過程における3 つの代表速度:(i)コンタクトラインの移動速度(--), (ii)ejecta jet のフロント速度(一), (iii)準定常ジェッ トの初速度(・・・).(a)case 1, (b)case 2, (c)case 3, (d)case 4, (e)case 5, (f)case 6.

柱ジェットモデルを仮定することにより代表速度を決定 した. このときのジェット-水面間のコンタクトライン の移動速度は $v_{e}=V/\cos\theta$ となる.また着水により静水面 下に貫入した初期ジェット流体がコンタクトライン前面 に押し出され ejecta jet を形成すると仮定するとき, ejecta jet のフロントの速度は $v_f=2V/\cos\theta$ と求められる (図-12(a)). 初期ジェットの先端が静水面下に完全に貫 入した後は、準定常的に噴出する厚さeの二次ジェット が発生する(図-12(b)).静水面下に流入する初期ジェッ ト流体と同体積の流体が二次ジェットとして噴出すると 仮定すると、幾何学的関係から準定常二次ジェットの噴 出速度は*v=DV*/eと与えられる.

図-13 は二次ジェット本体及び飛沫の体積率分布の中 央位置の時間変化を前述の3つの代表速度と共にプロッ トしたものである. エラーバーの片側の長さは体積率分 布の近似曲線の標準偏差の2倍であり、フィンガー及び 飛沫の分布範囲を表している. t ≤ 0.05s における飛沫 及びジェット本体の体積率分布の中央値の移動速度は, それぞれコンタクトラインの移動速度(i)及び準定常ジェッ トの初速度(iii)とほぼ一致している. 即ち, 初期ジェッ トの着水条件(着水速度及び着水角度)から体積率分布 の移動速度を見積もることができる。その後ジェット本

体の体積率分布の移動速度は減速した($0.1 \le t \le 0.2$ s). また、飛沫の体積率分布は前方に移動しながらその分布 範囲を拡大させた ($t \ge 0.05s$).

機構Aによる飛沫群は、その輸送速度分布の最大速度 がejecta jetフロント速度(ii), 最小速度がコンタクトライ ンの移動速度(i)をもって放出されると考えられる. 即ち, ジェットの着水直後の非常に短時間で,飛沫はejecta jet フロント速度(ii)からコンタクトラインの移動速度(i)ま で連続的に低下しながら放出される為、飛沫の分布範囲 は時間と共に大きくなる.一方, コンタクトラインの移 動速度(i)で放出された飛沫に続き、準定常ジェットの初 速度(iii)をもつジェットが進行を始めると、両者の速度 差から相対的に高速であるジェット先端の流体から次々 と分裂し飛沫としてジェットに先行して輸送される。図 -13の時間と共に拡大する飛沫及びジェット流体の分散 はこの飛沫形成時の初期速度の差異を示すものであり, この3つの代表速度をもって全てのケースにおいて矛盾 なく飛沫の分布領域を説明することができる.

7. 結論

 ・平面二次元ジェット着水後のフィンガージェット及び 飛沫の生成過程について可視化実験を行った.

 ジェット着水過程における二つの飛沫生成機構を確認 した(生成機構A, B).

 ・飛沫径は時空間的に変化することが明らかとなった。 フィンガーの断面が増大するに従って生成される飛沫も 大径化した.フィンガーのピーク分裂サイズは時間的に 増大し安定サイズに達した一方, 飛沫のピーク分裂サイ ズは時間的に殆ど変化しなかった.

 フィンガージェットの体積率分布をガウス分布の累積 分布関数により近似することができた. また着水直後の 飛沫体積率分布をガウス分布で近似できた.

 角柱形モデルジェットを仮定することによりジェット 着水過程における代表速度を求めた。ジェット体積率及 び飛沫体積率分布の移動速度を代表速度により表すこと ができた.また,飛沫サイズ分布の時空間変化を決定す る要素となる飛沫の生成機構を代表速度を用いて分類し た.本研究で行ったようにジェットモデルから代表速度 を決定することにより、工学的に必要となる最大飛沫飛 散距離を見積もることができる.

老 文 参 献

- 猿渡亜由未・渡部靖憲(2007):自由水面をもつジェットの分 裂分散モデル,海岸工学論文集,54, pp. 66-70.
- Narayanaswamy, M. and R. A. Dalrymple (2002): An experimental studyof surface instabilities during wave breaking. Proc. 28th ICCE, pp. 344-355. Thoroddsen, S. T.(2002): The ejecta sheet generated bythe impact
- of a drop. J. Fluid Mech., 451, pp. 373-381.