雨滴の海水面への着水に伴う界面過程

Interfacial Process of Ocean under Rainfall

渡部靖憲¹・但木慎治²・山田朋人³

Yasunori WATANABE, Shinji TADAKI and Tomohito YAMADA

Deformations of air-water interfaces throughout a splash event of falling water drops on a still water surface were studied in this paper on the basis of back-light imaging measurements. A series of interfacial processes, formations of fine sprays shedding from crown tips, air bubbles released from the center of a cavity, secondary droplets fragmented from a centric jet, was parameterized with Froude and Weber numbers as well as relative densities of impacting and receiving liquids with the aim to develop a future model to describe local heat and moisture exchanges between atmosphere and ocean under rainfall.

1. はじめに

2010年に発生した日本近海域の長期に渡る海水温上昇は季節性トレンドから逸脱した気象海象を誘発し、大型海生生物の行動に影響を与え特に漁業、水産業に混乱を与えたことは記憶に新しい。これは台風の発生件数の減少が主因とされ、強風による海水の攪乱に加え、降雨が海面の熱フラックスに与える影響が指摘されている (Flament and Sawyer 1995)。特に降雨は海洋表層に有意な低温低密度層を生成し、熱輸送の障壁層として総熱フラックスの15-60%に及ぶ影響を与え得ることが観測されている (Anderson et al. 1998)。降雨下において、大量の雨滴の着水による界面の変動と、放出される飛沫によって著しく増加する液体表面積を通じて気液間熱、水分の輸送が促進される一方 (図-1参照)、降水と海水の密度あるいは水温差が与えるこれら微視的界面物理過程への影響は不明でありパラメータ化されていない。高解像化が進む気象及び海洋モデルに対して、現在直接的な寄与が無視されている降雨の着水に伴う熱、水分フラックスの局所性は無視しえないインプットとなるものと考えらる。

本研究は、高度な地域的气候予測のベースとなる、降雨特性に依存した大気海洋間熱及び水分輸送を決定することを最終目的とし、これらを直接支配する放出飛沫のサイズ分布、局所水面変動をはじめ、密度差をもつ液滴の着水に伴う界面応答を定量化、特徴化するものである。

2. 実験方法

ガラス製透明矩形水槽中の静水から高さ $h=20\text{--}100\text{cm}$ から異なる径のニードルにより生成した液滴を落下させ、静水を挟んで気体側と流体側水槽側面に設置した2

図-1 降雨下の海上に放出される大量の飛沫

枚のLEDバックライトパネルからの界面の射影をミラーを介して2台の同期した高速ビデオカメラで撮影し、同一の着水イベントに対する同時の気液両相影響をバックライト法により抽出した界面の局所変動の塩分濃度依存性を調査した (図-2参照)。通常行われる界面を挟んだ気体液体両相のバックライト計測では、界面の水槽ガラス面での表面張力接触角をもったへこみにより液滴落下点での射影が遮断され、静水位近傍の界面の挙動を観察できないが、本実験で採用する2重傾斜ミラーによる2台のカメラによる気液同時計測により、正確な界面遷移を取得可能となる。両カメラには、マクロズームレンズと、赤あるいは青の対応するバックライトを透過させるバンドパスフィルターを装着し、撮影周波数500 Hz、解像度 1280×1024 で撮影した。なお、気体側、液体側のそれぞれのカメラのシャッタースピードは $1/8000$, $1/1000$ であった。

使用したニードルは、18, 21, 27 Gageの3種類で、それぞれ内径は1.20, 0.80, 0.40 mmであった。塩分濃度 $C = 0$ の純水、3% ($C = 0.03$) 及び10% ($C = 0.1$) の塩水をそれぞれ受け側静水及び液滴に使用し (それぞれの濃度を C_i , C_f と記述する)、同一ケースに対して10回の試行実験に対する統計的特徴を解析した。ここで、試行に対す

1 正会員 博(工) 北海道大学准教授大学院工学研究院
2 正会員 北海道庁
3 正会員 博(工) 北海道大学准教授大学院工学研究院

図-2 実験装置

る物理量の相対偏差を、標準偏差の平均量に対する比と定義すると、液滴径及び着水速度の相対偏差は、それぞれ2.5%, 0.8%であった。液滴と受け側静水の密度差は、淡水雨滴と海水の塩分密度差だけではなく相対水温差による密度差のモデルとして考えることができる。

撮影されたバックライト射影のエッジは渡部・石崎(2009)と同様にlevel-set法により検出した。なお、デフォーカス飛沫は画像濃度勾配を基に除去してある(渡部・石崎, 2009)。

Liow (2001) は、密度差のある液滴の着水に伴うキャビティ形状の実験結果が Fr/ρ' で記述できることを明らかにしている。ここで、Froude数 $Fr = U_0^2/gd$, U_0 は液滴の着水速度, g は重力加速度, d は液滴の径であり、密度比 $\rho' = \rho_t/\rho_i$ である。ここで、 ρ_t , ρ_i は、それぞれ受け側、液滴の液体密度である。本研究においても、同様なパラメータで整理すると共に、表面張力の寄与を明らかにするため、Weber数 $We = \rho_i U_0^2 d / \sigma$ (σ : 表面張力係数) と一連の着水イベントとの関係を調べていく。

3. 結果

(1) 液滴着水下の界面挙動

液滴の着水に伴う微視的高速界面遷移を高解像で取得することができた(図-3)。液滴着水直後に形成されるクラウン先端から微細飛沫が放出され (a), その後生成されるキャビティが発達し (b), 液滴着水条件によってはキャビティ中央下部から気泡が放出される。キャビティ壁面の圧力勾配により界面が中央にフォーカスして生成されたジェットは鉛直方向に加速されて発達し、その先端から複数の2次飛沫の生成 (c) を観察できる。それら2次飛沫の再着水時に小規模なキャビティが形成され、その先端から再度の気泡生成 (d) が観測された。これ

図-3 バックライト法画像計測によって取得した気液兩相同時水面変形を合成した画像; (a) 着水から4ms, (b) 18ms, (c) 82ms, (d) 122ms.

ら一連の準相似的界面の挙動、即ち、キャビティの発達から気泡の生成、ジェットの発達から飛沫の生成が微視的気液間運動量・質量輸送を支配する。

図-4は、これら一連の着水過程の界面をlevel-set法に

図-4 一連の着水過程を通して計測された界面形状の変化。時刻により色を変えている。

より抽出し、重ねて図示したものである。次節以降において、初期液滴径、速度と相対密度比をパラメータとし、連続するイベントの統計的特徴について議論を進める。

(2) クラウンから放出される初期飛沫

液滴の着水直後に形成される同心円状クラウンは周方向に不安定となり、その先端から微小飛沫が放出される。図-5は、この過程において発生した典型的な飛沫数の時間変化を表わしたものである。着水直後に急に発生する飛沫の数は、受け側静水の塩分濃度 (C_i) が液滴濃度 (C_d) に強く依存することがわかる。この原因には、着水からクラウン発達密度依存性、あるいはクラウン先端の不安定を誘発する表面張力の濃度依存性が考えられる。前者に対しては Fr/ρ' 、後者には We に対する飛沫総数との関係を調べた (図-6)。

受け側静水の塩分濃度 (C_i) が液滴濃度 (C_d) より大きい場合、着水後、相対的に安定して成層化するため、クラウンの発達速度が低下し放出飛沫数が低下する傾向がある。この初期飛沫数は淡水 ($C_i = C_d = 0$) では、 Fr/ρ' が約380において最大となり Fr/ρ' に依存して増減する一方、液滴と受け側静水の濃度に差があるケースでは分散が大きく (図-6上)、濃度差がある場合の飛沫放出過程は Fr/ρ' だけでは特徴化できない。図-6下図は、同一の飛沫数と Weber 数との関係を示している。相対的に受け側静水の濃度が高くなるに従い、最大飛沫個数を発生させる We が大きくなることわかる。なお、 $C_i = 0$ 、 $C_d = 0.1$ のケースでは今回行った実験の We のレンジよりさらに低い We で最大飛沫数を発生する可能性がある。

図-7は、一連の着水過程を通じた飛沫サイズスペクトルを表わしたものである。なお、サイズスペクトルは、飛沫径ヒストグラムの $100\mu\text{m}$ 毎のビン中の増分として定義される。特に 1mm 程度以下の小径飛沫数が密度比に敏感に応答して低下し、飛沫径の最頻値となる $600\sim$

図-5 クラウンから放出されたアンサンブル平均飛沫数の典型的な時間変化 (18 Gage ニードル, $h=0.6\text{m}$)

図-6 クラウンから放出された平均飛沫数と Fr/ρ' (上)、 We (下) との関係 (ニードル及び落下高さの両者を変化させ、飛沫の発生したケースのみプロットしている)。

$700\mu\text{m}$ より大径側では、 $-3/2\sim-2$ 乗程度の勾配をもつサイズスペクトルとなる。つまり、海洋から大気への熱、湿度場に大きな影響を与える小径飛沫数は海水塩分濃度、海水-雨滴水温比に大きく依存することになる。

(3) キャビティの形成

キャビティ形成過程 (図-3b) について、これまで多くの研究が行われている。液滴の運動エネルギーと半球状のキャビティの形成のために移動した流体のポテンシャルエネルギーを関係づけると、キャビティ深さ (R_m) は次の式で表わせる。

$$R'_m = \frac{R_m}{d} = \left(\frac{Fr}{3\rho'} \right)^{1/4} \quad \dots\dots\dots (1)$$

Liow (2001) は、実験結果の最小二乗近似により、次に

図-7 着水イベントを通した飛沫サイズスペクトル (18 Gage ニードル); $h=0.6\text{m}$ (上), 0.8m (中), 1.0m (下)。

示す修正式を提案している。

$$R'_m = 0.727 \left(\frac{Fr}{3\rho'} \right)^{1/4} \dots\dots\dots (2)$$

なお、この式においても表面張力が相対的に大きくなる $Fr/\rho' \leq 200$ のレンジでは、適当に R'_m を記述できない。

図-8は、本実験結果と Fr/ρ' との関係を示し、上式と比較したものである。 $Fr/\rho' < 200$ のレンジだけではなく、 C_i の相対的な増加に伴いキャビティ深さは有意に増大し、Liowの修正式から逸脱する。また、 $C_i > C_i$ のケースでは $Fr/\rho' > 400$ においてキャビティ深さが減少し分散が多くなる。これは高速落下液滴の着水後の傾圧不安定が関係すると考えるが、これについては更なる分析を進め

図-8 相対キャビティ深さ R'_m と Fr/ρ' の関係

る必要がある。なお、重力の影響から表面張力への支配外力の変化する $Fr/\rho' < 200$ の低Froude数域では、後に議論するキャビティ先端から気泡が放出されることが確認されており、キャビティ形状が半円で仮定できないことも上式からの逸脱の大きな原因である。

(4) ジェットから分裂する2次飛沫

次に、キャビティー形成後、中央にフォーカスした圧力勾配により加速されて成長するジェット先端から次々に分裂する2次飛沫 (図-3c) の径について議論する (図-9参照)。2次飛沫の相対径 (d_f) は、密度比に因らず Weber 数 (We) で記述できることがわかる。 d_f は $We < 400$ のレンジで単調増加、それ以上で $d_f \approx 1.6$ のおおよそ一定の限界径となる。この We による d_f の関係は、以下の線形あるいは指数関数でその特徴を近似可能である。

$$d_f = a_1 We + a_2 \dots\dots\dots (3)$$

$$We = b_1^{b_2 d_f} + b_3 \dots\dots\dots (4)$$

ここで、定数 $a_1 = 0.005$, $a_2 = -0.6$, $b_1 = 12.4786$, $b_2 = 0.4061$, $b_3 = 1.8838$ である。また、 $We \approx 320$ を境にそれ以上では着水液滴径より大きく、それ以下では小さくなるのがわかる。即ち、前者のレンジでは、受け側静水を取り込み、流入した質量以上の流体が大気へ放出され、逆に後者では流入流体の一部のみが2次飛沫を形成する。一方、 We の増加に伴い $C_i > C_i$ のケースの分散が大きくなる。ジェットからの飛沫の分裂は、ジェットの成長速度あるいはジェット先端の鉛直加速度が重要なパラメータであり、傾圧効果によりこの過程に影響を与えたものとする。今後ジェットの加速度と不安定性との関係を調査する必要がある。

(5) キャビティーから分裂する気泡

液滴の着水後、発達したキャビティー先端から水中へ放出される気泡は (図-3d参照)、表面張力が支配する低Froude数レンジ ($Fr/\rho' < 150$) でのみ現れる (図-10)。

図-9 ジェットから分裂する2次飛沫径と We との関係 図-10 水中へ放出される気泡径と Fr/p' との関係

気泡生成は形成したキャビティ界面をクラウン側から伝達する表面張力波がキャビティ中央に集中することによって発生するため、初期キャビティ形状に依存する。淡水 $C_i = C_i = 0$ 及び相対濃度差の低い $C_i = 0$, $C_i = 0.03$ では、気泡径(d_b)は Fr/p' に比例して増加する一方、表面張力が相対的に高いにもかかわらず不安定成層が強化される $C_i = 0.1$ では気泡の混入が全く生じない。 $C_i < C_i$ となる不安定成層のケースでは Fr/p' に依存せず、初期液滴径の0.3～0.4程度の相対的に大径気泡のみが生成される。

4. 結論

液滴の着水に伴う微視的界面遷移、即ち着水直後に形成されるクラウン先端からの微細飛沫の放出 (a)、キャビティの形成 (b) とそれに伴う気泡生成、発達したジェット先端から分裂する2次飛沫の生成 (c)、再着水時に再度発生するキャビティと気泡生成 (d) が観測された。

レベルセット法による気液界面の動的抽出により、界面を介した振動体として密接に関係するジェットーキャビティ、飛沫放出ー気泡混入の準相似的挙動と相対密度依存性が明らかになった。(a) 過程において、受け側静水の塩分濃度(C_i)が液滴濃度(C_i)より大きい場合、着水後、相対的に安定して成層化するため、クラウンの

発達速度が低下し放出飛沫数が低下する。この初期飛沫数は淡水($C_i = C_i = 0$)では、Froude数約380において最大となり Fr に依存して増減する一方、それぞれの濃度比に対して最大飛沫数を与える We は異なる。特に小径飛沫数が密度比に敏感に応答して低下し、飛沫径の最頻値となる600-700 μm より大径側では、 $-3/2 \sim -2$ 乗程度の勾配をもつサイズスペクトルとなる。

キャビティ形成過程 (b) において、従来用いられてきた Fr/p' による相対キャビティ深さ(R'_m)のパラメータ化は、 $Fr/p' < 200$ の低Froude数域及び密度比が大きなケース($C_i = 0.1$)では適用ができないことが明らかになった。これは、これらのレンジにおける重力の影響から表面張力への支配外力の変化を表わしている。また $C_i < C_i$ となる場合、高Froude数($Fr/p' > 400$)において、不安定成層によりキャビティ形状が大きく経験値を逸脱する。

ジェット先端から分裂する2次飛沫の相対径(d_f)は、密度比に因らずWeber数(We)で決定できる。 d_f は $We < 400$ のレンジで単調増加、それ以上で $d_f \approx 1.6$ のおおよそ一定値となり、線形あるいは指数関数で近似が可能である。また、 $We \approx 320$ を境にそれ以上では着水液滴径より大きく、それ以下では小さい。即ち、前者のレンジでは、受け側静水を取り込み、流入した質量以上の流体が大気へ放出され、逆に後者では流入流体の一部のみが2次飛沫を形成する。

キャビティ先端から水中へ放出される気泡は、表面張力が支配する低Froude数レンジ($Fr/p' < 150$)でのみ現れる。気泡生成はキャビティ界面を伝達する表面張力波の集中に起因するためキャビティ形状に依存し、気泡径(d_b)は Fr/p' に比例する一方、表面張力が高いにもかかわらず不安定成層が強化される $C_i = 0.1$ では気泡の混入が発生しない。 $C_i < C_i$ となる不安定成層のケースでは Fr/p' に因らず大径気泡のみが生成される。

参考文献

- 渡部靖憲・石崎真一郎 (2009) : 越波ジェットのフィンガー化と飛沫への分列過程, 土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol.65, No. 1, pp. 11-15.
- Anderson, S. P., A. Hinton, and R. A. Weller (1998) : Moored observations of precipitation temperature, J. Atmospheric Oceanic Technology, 15, pp. 979 - 986.
- Flament, P., and M. Sawyer (1995) : Observations of the effect of rain temperature on the surface heat flux in the intertropical convergence zone, J. Physical Oceanography, 25, pp. 413 - 419.
- Liow, J. L. (2001) : Splash formation by spherical drops, J. Fluid Mechanics, 1427, pp. 73 - 105.