

砕波過程におけるエアチューブ周りの不安定流れ

Unstable flow around an air tube in the breaking wave

北海道大学工学院 学生員○鈴木敦貴 (Atuski Suzuki)

北海道大学大学院工学研究科准教授 正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

1. はじめに

長波峰の波浪がビーチに入射すると波峰方向に一樣な巻き波ジェットがその内部の水面を覆い、エアチューブを形成し水中へエントラップする。渡部ら 1)は、現地砕波帯の海中に水中カメラを設置し、巻き波砕波のエアチューブの崩壊と混入気泡群の生成に組織的構造があることを観察している。これによると、エアチューブ周りには巻き波ジェット内の回転性流れが形成され (図-1 a), 中央に気相を伴う円筒状回転体流れとして発達した後、エアチューブが波峰方向に一定の間隔で変形し (図-1 b, c), 分断されると共に軸に沿って複数の帯状の気泡群が生成される (図-1 c, d)。Deane & Stokes 2)によると、巻き波ジェットの着水が特に微細気泡を生成する一方、エアチューブ崩壊に起因する大気泡を含むサイズレンジの広い大量の気泡群が急速に生成され、砕波帯のエアレーションを支配する。砕波によるエアレーションは有意な散逸効果 3)を誘発するだけではなく、沿岸生態系を維持し、沿岸気候に影響を与える炭酸ガス、酸素等の気体輸送を支配するため、エアレーション機構を理解する必要がある。しかしながら、ポイド率が 0~100% へ急変し、さらに波と共に移動するエアチューブ周辺の流れを実験的に計測することは困難であり、エアチューブから気泡への水面形遷移の力学機構は依然不明である。

本研究では、水及び空気を封入した円筒容器を水平回転させることでエアチューブ周りの流れを模擬する新たな実験法を提案する。鉛直回転軸をもつ回転体流れについては、二重円筒を使った Taylor 渦を初め多くの研究がある一方、提案する回転軸上に気相を含む水平回転体流れの研究は著者らの知る限り過去になく、その基本的特徴を調査し巻き波エアチューブとの相似性を分析する必要がある。

本研究は、エアチューブ周りの巻き波回転流れのモデルとして、水平回転軸をもつ円柱回転容器内の気相を含む回転体流れの可視化実験を行い、回転数並びに気体容積に応じたエアチューブの分断を誘発する不安定流れの特徴を明らかにするものである。

2. 実験方法

直径 $a=20, 40, 60, 80$ mm, 長さ $L=100, 150, 200$ mm の透明アクリル製円筒容器内に流体体積率 $F=55, 70, 75, 85, 95\%$ の蒸留水を封入する。円筒の中心軸を水平回転軸とする様に円筒の側面がサーボモータに接続され、また回転軸のブレを防止するために他端の側面の中心に軸受が設置される (図-2 参照)。回転円筒の下方及び側

方に設置した 200×100 mm の LED ライトパネルから照射された光をバックライトとして円筒内の水面を高速カメラ (撮影周波数 60Hz, シャッタースピード 1/1000 s) によって撮影する。円筒中の水面は、回転数 Ω に応答して動的に変化するが、同一回転数において定常状態に達した安定した水面に対して撮影を行った。

上方および側方からそれぞれ撮影されたバックライト画像は、実座標とのキャリブレーション、メディアンフィルターによるノイズ処理を経て、level-set 法によるエッジ抽出が行われる 4)。エッジ内部の空気セルを抽出し、分裂した気体セルに対する次の代表値を算定した (図-3 参照) ; セルの重心座標 $C = (C_y, C_z)$, セル間隔 (L_c)。これら幾何パラメータの円筒回転数 Ω , 円筒径 a , 長さ L , 流体体積率 F への依存性を統計的に分析し、エアチューブ分裂メカニズムを調査する。

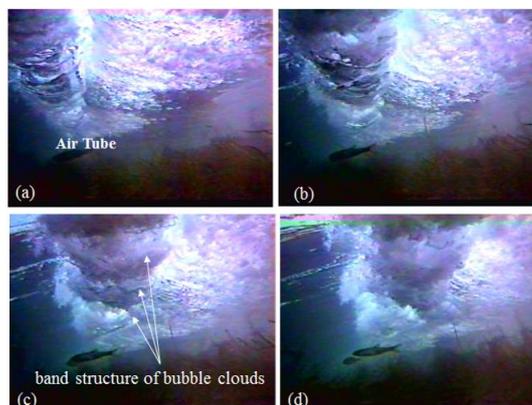


図-1 北海道古平海岸の砕波帯内の海中から撮影した巻き波エアチューブの形成 (a) から軸方向の変形を経て (b), 分断され、軸方向に組織的帯状気泡群が配列する様子 (c, d)

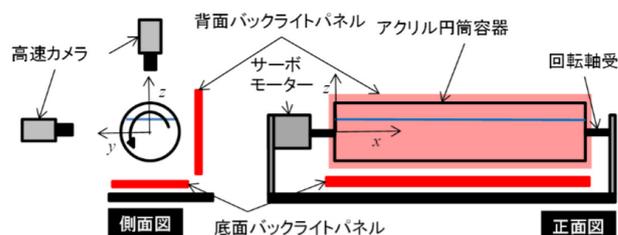


図-2 実験装置

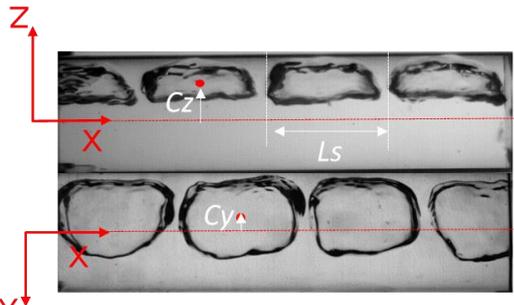


図-3 側方から撮影した画像（上），上方から撮影した画像（下）と気体セル幾何パラメータの定義

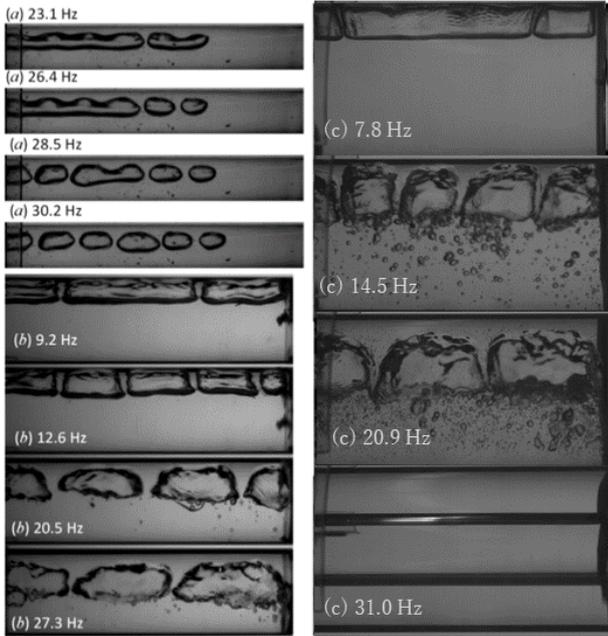


図-4 円筒容器内 ($L=150$ mm, $F=0.85$) の自由水面形状の側方バックライト画像：(a) $a=20$ mm, (b) $a=40$ mm, (c) $a=80$ mm.

3. 結果

3-1 気体セルへの分裂

気液を封入した円筒の水平回転実験により，回転数に対して動的に変形する水面形状及びそれに伴う気相の分裂が発生する非常に興味深い遷移的現象を発見した。まず円筒径に対する気体セルの分裂過程の差異を図-4に表す。 $a=40$ mm 及び 80 mm の円筒ケースでは，低回転数において，円筒上部で矩形形状に分裂を開始し，その後は回転数の増加に伴い，気体セルは回転軸に引き寄せられ，分裂数は増減を繰り返す。

$a=80$ mm のケースでは，回転数 $\Omega=31.0$ Hz で全てのセルが合体し回転軸上に様な円柱状エアチューブを形成する。またこれら $a \geq 40$ mm のケースは ($a=60$ mm のケースも含めて)，円筒壁と空気セル間の流体が高速でセル下面の水面に突入するため，大量の気泡を混入させる。このセルへの分裂と気泡混入の様子は，図-1 で観察される巻き波砕波後に発生する帯状気泡群のエアチューブ軸上の配列パターンとの類似性が推測される。

一方，最小径円筒 ($a=20$ mm) のケースは，エアチュ

ーブは低回転数においても円筒中央部付近に位置し，横長に扁平した楕円形状のセルへと分裂する。これは崩れ波波頂部の小規模エアチューブ 5) の気泡への軸方向分裂を模擬するものと考えられる。

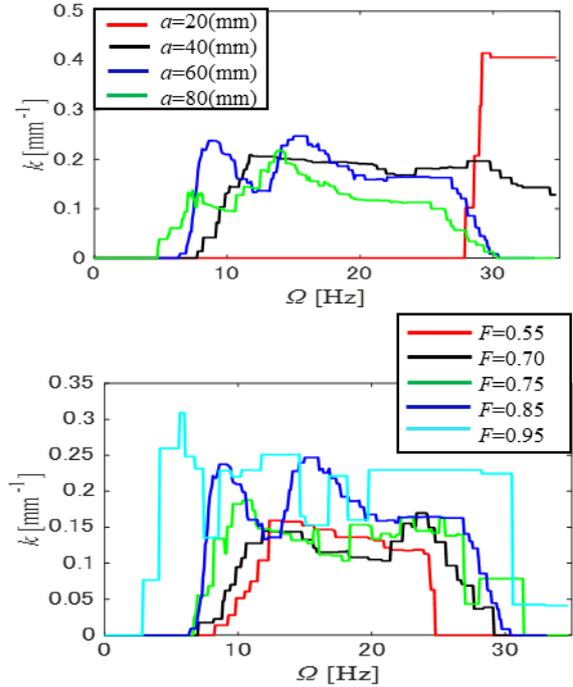


図-5 回転数 Ω に対する波数変化； $L=150$ mm, $F=0.85$ を固定条件として a を変化させたもの（上）， $a=60$ mm, $L=150$ mm を固定条件として F を変化させたもの（下）。

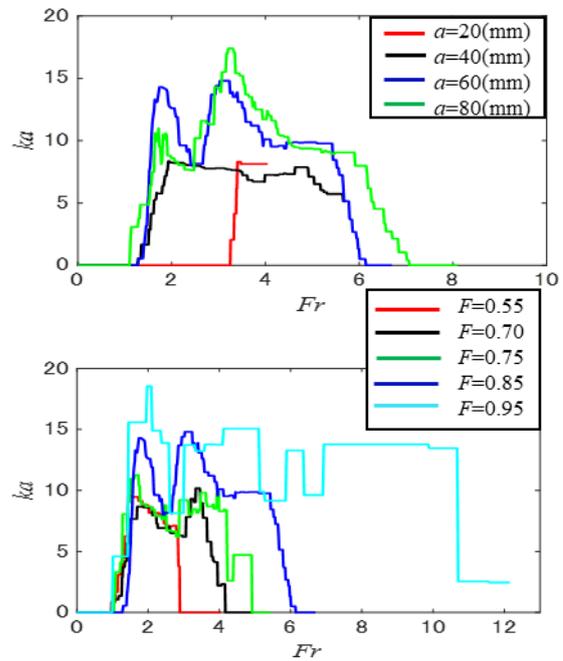


図-6 Froude 数 Fr に対する無次元波数 ka の変化； $L=150$ mm, $F=0.85$ を固定条件として a を変化させたもの（上）， $a=60$ mm, $L=150$ mm を固定条件として F を変化させたもの（下）。

図-5 は、円筒径、流体体積率をパラメータとした平均分裂波数 $k = 2\pi/Lc$ の回転数依存性を表す。ここで分裂を開始する回転数を限界回転数 Ω_c 、一様エアチューブを形成する回転数を終局回転数 Ω_f とする。

同一の円筒長 ($L=150$ mm)、体積率 ($F=0.85$) のケースでは、遠心力と比べ相対的に表面張力が大きくなる円筒径 $a=20$ mm を除いた全ての a に対して、類似した波数の変動の特徴が観察できる (図-5 上)。即ち、円筒軸方向に伸長した空気層から、限界回転数 $\Omega_c \approx 5\sim 8$ Hz において突然高波数で分裂を開始し、平均分裂波数は回転数の増加と共に、 $0.1 < k < 0.25$ mm⁻¹ のレンジで増減を繰り返す不安定な変動を伴う。

同一円筒径 ($a=60$ mm) に対する分裂波数の体積率依存性を (図-5 下) に表す。これは、同一遠心力に対するエアチューブ相対径の分裂波数への影響を表すものと解釈できる。流体体積率が大きいほど (空気量が小さいほど)、比較的限界回転数 Ω_c は低く、終局回転数 Ω_f は高くなる。また体積率が小さい ($F=0.55, 0.70, 0.75$) のケースに比べ、体積率が大きい ($F=0.85, 0.95$) ケースでは、より高い平均波数をもって分裂していることが分かる。

3-2 支配パラメータ

回転円筒内のエアチューブに作用する支配的な力は、浮力及び遠心力である。上述した気体セルの分裂波数遷移を説明するために、 k 及び Ω を円筒半径 a 、

一様エアチューブ径 $\alpha = a\sqrt{1-F}$ で無次元化し、

無次元波数 ka を遠心力と浮力との比として定義する

Froude 数 $Fr = \Omega^2 a / g(1-F)$ によって記述する。図-6

は、無次元波数 ka と Fr の関係を表す。

同一体積率のケースにおいて (図-6 上)、 $a=60, 80$ mm のケースでは、容器径が異なっているのに対し、波数の変動の様相が似通ることがわかる。また表面張力が分裂過程に大きな影響を与えていると考えられる $a=20$ mm の容器を除いて、容器径 a 、体積率 F に依存せず、分裂が開始する Fr はおおよそ一意 ($Fr_c \approx 1.3$) に決定することができる。上述の議論から、 Fr が全体的な気相分裂の特徴を記述するパラメータであるといえる。

流体体積率 F が大きくなるにつれ、 $k=0$ となる軸方向変動、即ち一様エアチューブを形成する終局回転数 Ω_f も大きくなる。また一度終局回転数を迎え、 $k=0$ となると、 Fr が増加しても再分裂を起こさないことがわかる。このことについて議論していく。

3-3 エアチューブ周りの流れの安定性

Rayleigh の識別条件、 $\phi(r) < 0$ 、で回転体流れの不安定を説明できることは良く知られている。

ここで、 $\phi = \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr}(r^4 \omega^2)$ 、 ω : 角速度、 r : 回転軸からの

距離である。Taylor 渦で有名な、角速度 ω_1 で回転する半径 R_1 の内円筒、角速度 ω_2 で回転する半径 R_2 の外円筒の間の流れの角速度は次式で表される。

$$\omega_T(r) = \frac{\omega_1(R_1^2/r^2 - R_1^2/R_2^2) + \omega_2(1 - R_1^2/r^2)}{1 - R_1^2/R_2^2}$$

これは $\omega_2/\omega_1 < R_1^2/R_2^2$ のとき、 $\phi(r) < 0$ となり、不安定となる。本研究では、内円筒を半径 R_1 の一様なエアチューブと考えると、同様の計算から、自由水面と外円筒の間の角速度は次のような式で表される。

$$\omega_A(r) = \frac{\omega_2(1 + R_1^2/r^2)}{1 + R_1^2/R_2^2}$$

この式から、

$$\phi = \frac{4\omega_2^2(1 + R_1^2/r^2)}{(1 + R_1^2/R_2^2)^2}$$

これはいかなる r に対しても、 $\phi > 0$ であり、安定であることがわかる。この式は、一度終局回転数を迎え、 $k=0$ となると、回転数を増加させても再分裂は起こらないという本研究の実験結果の理論的根拠を表すものである。逆に考えると、本研究においては、エアチューブの延長軸と回転軸が一致していない状態での、非軸対象流れがエアチューブの軸方向分裂を誘発していると解釈できる。このことから、巻き波砕波のエアチューブの軸方向分裂は、エアチューブ周りの流れの非一様性が原因であると推測できる。次にこの不安定流れを誘発する気体セルの重心変位について議論していく。

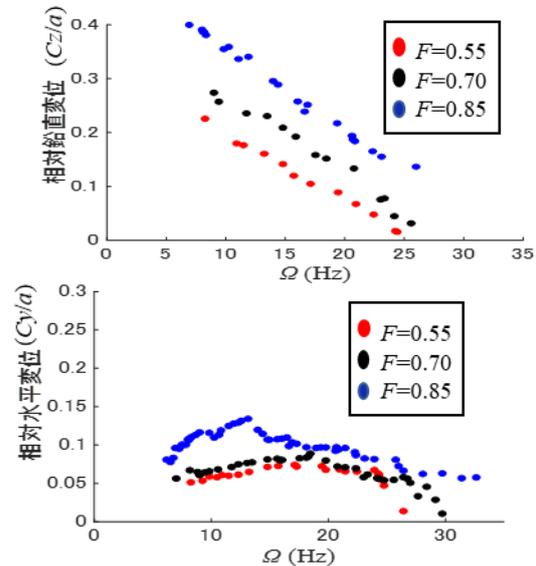


図-7 回転数 Ω に対する気体セルの相対重心変位 ($a=60$ mm, $L=150$ mm を固定条件として F を変化させたもの); 相対鉛直変位 Cz/a (上), 相対水平変位 Cy/a (下),

3-4 気体セルの変位と変形

図-7 は、回転数に対する気体セルの相対重心変位を表している。気相周辺の流れは回転数と共に遠心力が支配し、相対鉛直変位 Cz/a は体積率に応じて無回転時の鉛直重心位置が異なれど、全てのケースに対して、回転数と共に線形減少する (図-7 上参照)。即ち、回転数の増加

により気体セルは回転軸方向に移動する(図-8 左参照). 一方, 気体セルの相対水平変位 Cy/a は, セルに作用する抗力と浮力の回転方向成分と遠心力がバランスする位置が反映されると考えられる. つまり, 分裂開始後の無次元波数 ka が増加する領域(相対的なセル長が減少していく領域)(図-6 下参照)では, 気体セルの体積が相対的に減少するに従い, その浮力も減少していくので, 相対水平変位は増加する(図-7 下, 図-8 右参照). その後回転数の増加に伴う無次元波数 ka の減少と遠心力の増加により, 相対水平変位はある値で極大値を取った後, 回転数の増加とともに, 減少していく(図-7 下参照).

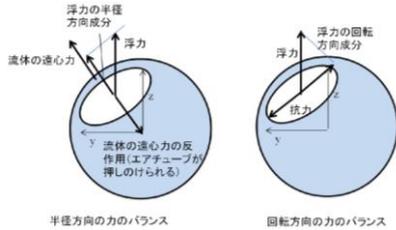


図-8 空気セルにはたらく力の概念図

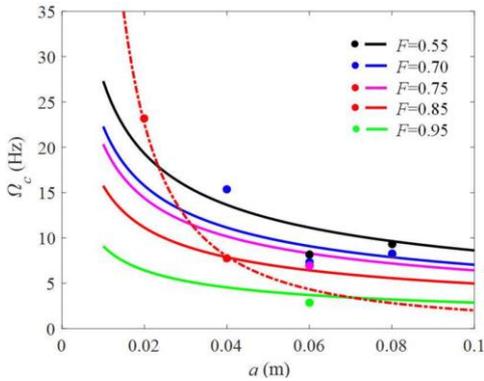


図-9 円筒径 a に対する限界回転数 Ω_c の実験値 (●) と限界 Froude 数 $Frc \approx 1.3$ に対する同様な関係を表している. 相対的に大径($a > 0.04m$) の容器では, それぞれの F に対して, Frc 一定の曲線の近傍に実験値がプロットされており, 限界 Froude 数 Frc が限界回転数 Ω_c を適切に記述することを再確認できる.

3-5 議論

一連の実験の結果をまとめて回転円筒内の気相分裂の原因について議論する.

図-9 は円筒径 a と限界回転数 Ω_c との関係を表す実験値と限界 Froude 数 $Frc \approx 1.3$ に対する同様な関係を表している. 相対的に大径($a > 0.04m$) の容器では, それぞれの F に対して, Frc 一定の曲線の近傍に実験値がプロットされており, 限界 Froude 数 Frc が限界回転数 Ω_c を適切に記述することを再確認できる.

この際, $a=0.02m$ のケースのみ Frc 一定の曲線から実験値が大きく離脱する. これは分裂形態が他の容器径のものとは異なり, エアチューブ径が充分小さく高曲率水面に起因する表面張力による安定化が原因であると考えられる. ここでエアチューブに働く相対的な表面張力を表す限界 Weber 数 $Wec = \rho r^2 a \Omega_c / \sigma = \rho a^3 (1-F) \Omega_c^2 / \sigma$ を導入する. ここで, ρ は密度, σ は表面張力係数である. 破線で表された Wec 一定曲線は $a=0.04m$ の Ω_c の実験値に矛盾することなく, $a=0.02m$ の Ω_c の実験値を記述する.

また流体体積率が小さい($F \leq 0.70$)のケースでは, 全く分裂をしない安定したエアチューブが確認されており, $F=0.70, a=0.04m$ のケースにおいて Ω_c が Frc 一定曲線から離脱したことも同様の安定化が原因であると考えられる. 3章(3)で議論したように, エアチューブの延長軸が回転軸と一致するときの流れは完全に安定であり, エアチューブ周りの非一様性が流れの不安定化, 気相分裂の条件となる. 流体体積率 F が小さい(空気量が大きい)方が, 即ちエアチューブの初期重心位置が回転軸と近く, 回転下で急速に回転軸に接近するケースの方が, 安定化する実験結果はこの説明に矛盾しない.

4. 結論

砕波過程において生じるエアチューブの軸方向分裂を模擬する気液を封入した水平回転円筒実験を行い, パラメータ化を通して, その分裂メカニズムを議論した. 低回転数では, 軸方向にほぼ一樣な水面をもつ空気層が円筒上部に停留するが, 限界回転数を超えると突然複数の空気セルへと分裂する. さらに高回転数帯では, 平均波数は回転数と共に一定のレンジで増減を繰り返す不安定な変動を伴う. これら分裂波数の変化並びにセル形状, 流況は円筒径及び水の体積率に強く依存する. 限界回転数及び無次元分裂波数の全体的な特徴は, 遠心力とエアチューブの浮力との比で定義される Froude 数でパラメータ化可能であることが明らかになった. エアチューブの延長軸が回転軸上にある時, エアチューブ周りの流れは完全に安定であることが, Rayleigh の識別条件から導かれた. 観察された気相分裂は, 浮力の効果によりエアチューブの延長軸が回転軸と一致しない条件において, エアチューブ周辺の非軸対象流れが不安定性を誘発するものと解釈できる.

エアチューブの重心座標は遠心力, 浮力, 抗力のバランスによって決定される. 分裂を開始する限界回転数は, 限界 Weber 数, 限界 Froude 数によって記述可能なことが明らかになった.

本研究の成果は, 砕波形態及び規模の異なるエアチューブの崩壊過程に内在する基本メカニズムになるものと考えられる.

参考文献

- 1) 渡部靖憲, 大塚淳一, 安原幹雄, 加藤雅也, 王毅, 佐伯浩: 実海域における砕波に伴う気泡生成及び連行特性, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp131-135, 2000.
- 2) Deane, G.B. and Stokes, M.D.: Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, Nature 418, pp839-844, 2002.
- 3) Melville, W.K.: Energy dissipation by breaking waves, J.Phys.Oceanogr.24., pp2041-2049, 1992.
- 4) Watanabe Y. and Ingram, D.M.: Transverse instabilities of ascending planar jets formed by wave impacts on vertical walls, Proc. R. Soc. A 471 (2182), 2015.
- 5) Duncan, J.H. and Kiger, K.T.: Air-Entrainment Mechanisms in Plunging Jets and Breaking Waves, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 44, pp563-596, 2012.