



伝播性表面張力波による液糸からの液滴分断機構に関する数値解析

A Numerical Study on Ligament Disintegration Mechanism by Propagative Capillary Waves

新城 淳史, 松山 新吾, 溝渕 泰寛, 小川 哲, 梅村 章
 (Junji SHINJO) (Shingo MATSUYAMA) (Yasuhiro MIZOBUCHI) (Satoru OGAWA) (Akira UMEMURA)
 宇宙航空研究開発機構 宇宙航空研究開発機構 宇宙航空研究開発機構 宇宙航空研究開発機構 名古屋大学
 (JAXA) (JAXA) (JAXA) (JAXA) (Nagoya Univ.)

A new understanding of ligament disintegration mechanism is numerically investigated to examine the proposed mechanism by Umemura that has pointed out the role of propagative capillary waves. Two modes of droplet formation (i.e., short-wave and long-wave modes) appear in the results and both modes can be explained by the creation of propagative capillary waves from the ligament tip. The short-wave mode is governed by the motion of waves in the local region near the tip. The long-wave mode is triggered by the reflection of fast waves at the nozzle exit. As the flow conditions are changed, the pinch-off behavior also changes accordingly as predicted by the proposed mechanism. The present understanding can be extended to new modeling of spray simulation.

Keywords: Droplet, Ligament, Breakup Mechanism, Propagative Capillary Waves

1. はじめに

乱流微粒化は液体燃料エンジンの性能を決定する重要な要素であるが、その物理過程は完全に解明されているわけではない。そのため、今日の噴霧（燃焼）のシミュレーションにおいては正確な予測は難しく実験データとつぎ合わせてモデルパラメータをチューニングするということが一般に行われる。しかし、実験データの取得が容易でない航空エンジンやロケットエンジンなどの場合では精度の高い噴霧シミュレーションは容易ではない。我々は、微粒化の基本に立ち返り、既存のモデルに何が欠けているかを探る研究を行っている。その中で微小重力実験により見出された現象が従来の理論では説明できないことから、従来の立場とは異なり伝播性表面張力波に注目した研究を行っている⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾。

乱流噴霧にはさまざまなスケールの現象が存在するが、ウェーバー数が1のオーダーのときに表面張力が特徴的になる現象が起きる。それはちょうど噴流コアから形成された液糸が分断して液滴を生成する過程に対応する。液糸からの液滴生成は、低速液体ジェットの分断過程と等価に設定できるため、その形態でこれまでに種々の実験や解析が行われてきた。その中で、代表的な分断モードが2つ観察されてきた。一つは、いわゆるRayleighのモード⁽⁷⁾であり、液柱半径の約9倍の波長の分断が起こるものである。もう一つはそれとは異なり、先端分断モード (end-pinching)^{(8),(9)}と呼ばれ先端に限定した分断現象であり分断波長は半径の約3倍程度である。Rayleighモードでは、擾乱の由来については考察せず、はじめから含まれているとするか強制的に与えるのが一般的である。つまり、増幅率は計算できるが、系は閉じていない。また、この2つのモードは、あたかも別個の現象であるかのように考えられてきた。

梅村らは微小重力実験によって従来の考え方では説明ができない現象があることを見出した⁽¹⁾。この実験では雰囲気気圧を高圧化して表面張力係数を小さくしたSF₆を作動流体として低速液ジェットを作る。低圧(~7MPa程度)の雰囲気気圧では、短い液柱長さで先端分断を繰り返す様子が観察された。雰囲気

気圧を次第に上げて(~9MPa程度)表面張力係数を小さくしていくと、あるところで急に液柱長さが伸び、しかも液柱の流下に沿ったRayleigh不安定波の発達が見られず先端で分断するのみであった。図1は、文献⁽¹⁾からの引用でありそのときの様子を示している。噴射速度が高速の場合はせん断不安定で液が乱されてしまうが、流速が0.1m/s程度であれば、真っ直ぐな液柱が伸び、先端のみで半径の3倍程度の分断を繰り返している様子が見て取れる。この場合、Rayleighモードを減衰させる効果は何もないはずであるがこのモードは出現しなかった。

そこで、梅村は従来の考え方を修正し伝播性表面張力波を考慮すればこの現象が説明できることを示した⁽¹⁾⁻⁽⁶⁾。また、2つのモードは統一的に理解できることも分かった。すなわち、先端分断モードは先端からの表面張力波の伝播により形成された括れ部がその後不安定化することで起き、Rayleighモードは先端からの速い表面張力波が上流まで伝播しノズルで反射して不安定化することで起こされる。このとき、外部からの擾乱の入力は必要ではなく自己完結した系で分断現象は持続可能である。

表面張力波の伝播特性に関して、以下のことが重要である⁽⁶⁾。

(1) 伝播速度は波数に依存し、波数の大きい(波長の短い)波ほど伝播速度が大きい。このことは局所速度場との兼ね合いでどのように波が伝播できるかを定める。(2) 粘性がある場合は、波数の大きい(波長の短い)波ほど減衰を受けやすい。したがって、波数がある限界値より大きい波は、粘性によって減衰され遠くまで伝播することができず、いわゆるカットオフが起きる。この2つの性質が、上記2つの分断モードの選択、あるいは微小重力実験での観察結果に深く関わっている。

理論解析や実験では、全体の動きは把握できるが詳細な流れ場の様子が把握しづらい。そこで本研究では、理論や実験に対応して数値解析を行うことで詳細な流れ場を把握し、提案された分断機構を実証することを目的にする。計算は2ケース行い、両者の比較をして分断機構を考察する。また、将来の噴霧の微粒化モデルへ適用するために代表的なパラメー

タの把握も行うこととする。

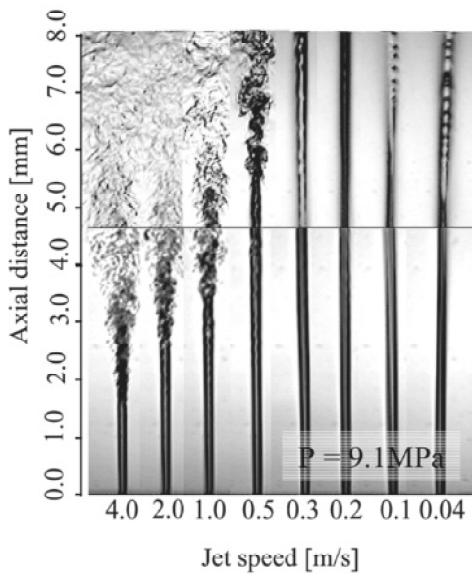


Fig. 1 Microgravity experimental result [文献 (1) より転載]

2. 問題設定と数値解析手法

対象とする流れ場は、微小重力実験⁽¹⁾に準じて高圧雰囲気(窒素)中に円形の平頭ノズルから液体の SF₆ を噴射する形態にする。流れ場の条件を表 1 に示す。温度は 300K で一定である。雰囲気気圧を変えると SF₆ の表面張力係数が大きく変化することを利用して異なる条件を設定している。その際、密度や粘性係数も若干変化するがその変化は小さく影響は小さい。ケース 1 では、液柱よりも気流の方の速度を速く設定し、当初短い液柱が気流に引きずられることによって次第に長くなるようにする。これは、分断モードの切り替えが起こることを期待しての設定である。ケース 2 は、表面張力係数の値を大きくすることによって相対的な波の伝播速度が速くなった場合の現象の違いを観察するために行う。表中の $U_c = \sqrt{\sigma/\rho a}$ は後述するが定常表面張力波の伝播速度である。ここで、 σ は表面張力係数、 a は液柱半径、 ρ は液体密度である。

Table 1 Flow conditions

	気圧	液柱直径 $D=2a$	初期液柱長さ	気体速度	液体速度
ケース 1	9.1 MPa	0.1 mm	$4.7a$	0.1 m/s	0.02 m/s
ケース 2	7.0 MPa	0.1 mm	$16.6a$	0.0 m/s	0.1 m/s

	液体密度	表面張力係数	液体粘性係数	液体 We	U_c
ケース 1	1394 kg/m ³	$0.02e-3$ N/m	$9.056e-5$ Pa·s	1.4	0.017
ケース 2	1334 kg/m ³	$0.4e-3$ N/m	$8.083e-5$ Pa·s	1.7	0.077

ここでは、非圧縮の Navier-Stokes 方程式を基礎方程式に

して解いている。ノズルは厚みのない平頭ノズルとし噴射は一樣な速度を固定して与えた。ノズル内でのキャビテーションは起こらない。その他の境界は自由流出境界として扱った。気液界面はレベルセット法⁽¹⁰⁾で追跡し局所曲率の算出に使用している。また、レベルセット法単体だと体積保存性が悪い⁽¹¹⁾ので、VOF 法の改良版である MARS 法を同時に解きレベルセット法と組み合わせることで体積保存性を保証している⁽¹²⁾。表面張力は体積力に変換する CSF 法で評価した⁽¹³⁾。移流項の計算には CIP 法⁽¹⁴⁾を用いている。なお、数値解析手法の詳細については文献⁽⁹⁾を参照されたい。格子系は直交格子系を用いた。格子点数は約 600 万点である。格子点に対する依存性は予備として調査しこの格子で現象が十分再現されることを確認した。

3. 解析結果

3.1 ケース 1 の場合

図 2 に、代表的な時刻での液柱形状を示す。図中の時刻は a/U_c で無次元化したものである。気流速度のほうが液の噴射速度よりも大きいため、液柱は次第に長くなっていく。液柱が短いときは先端付近での短い分断（これ以降短波長モードと呼ぶ）が観察され、液柱が長くなってくると（図では $t=34.5$ 以降）長い波長の分断（これ以降長波長モードと呼ぶ）が観察される。なお、液柱が気流に引きずられて長くなる時間スケールは、分断の時間スケールよりも大きく、液柱の伸長は分断の直接の原因ではない。



Fig. 2 Overall pinch-off behavior of case #1

3.1.1 短波長モード

初期に観察される短波長モードは先端に局限された分断モードである。これは、①先端の収縮による先端からの表面張力波の生成・伝播②波の発達に伴う括れ部の進行③円周方向表面張力による最終的分断、という 3 段階を経て起こる。最終的に分断が起これば、また初めの段階に戻るなのでこの分断モードは自然に継続する。

まず、第一段階の先端の収縮による表面張力波の生成過程

について考える。分断直後は、先端は必ず細く尖った形をしているため表面張力により収縮しようとする。これは上流側の液体を押すのでこの動きが液柱上流に波を伝える。当然、当初形成される表面張力波にはさまざまな波数のものが含まれている。伝播性表面張力波は、波数が大きい波ほど伝播速度が速いが⁽⁶⁾、一定時間過ぎると伝播速度が U_c の定常表面張力波と呼ばれる波数に落ち着く⁽³⁾。この波長は、液柱半径の 3.62 倍である⁽³⁾。実際、液柱表面に形成される卓越した波は、この波長で表面にパターンを形成している。また、いわゆる Stone らの end-pinching の考え方^{(8),(9)}では、括れができた後の現象を静圧分布から議論しているが、そもそも括れがこの間隔でできることは波の概念があつてこそ理解できる。

図 3 にこの段階の様子を示す。気体および液体の流れは左から右へと流れている。図の色は無次元化した圧力差 $\Delta p = [p - (p_g + \sigma/a)] / (\sigma/a)$ であり速度場は先端液塊の速度からの無次元相対速度場 $\mathbf{u}' = (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{tip}) / U_c$ である。ここで p_g は気体側圧力、 \mathbf{u}_{tip} は先端の速度である。この段階では、先端液塊は上流側の液柱を押すことで表面張力波を伝えているから、先端液塊内下流側の圧力は高くなっている。なお、先端の液塊を先端液塊、そのすぐ上流の括れ部を第 1 括れ部、そのすぐ上流の膨らみ部を第 2 膨らみ部、そのすぐ上流の括れ部を第 2 括れ部 (以下同様)、と呼ぶことにする。後述するが、このケースでは表面張力波の伝播速度は遅いため、上流側の節と腹の形成もゆっくり起こっている。

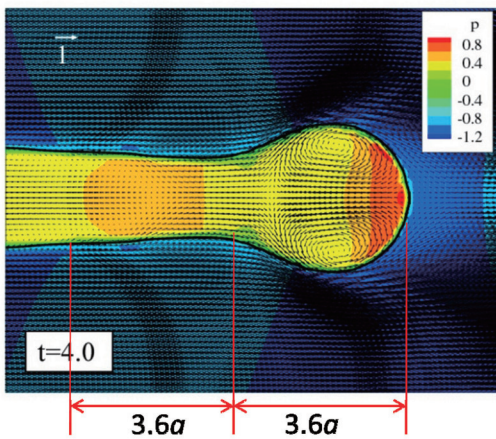


Fig. 3 Flow field in the first stage

第二段階では、括れがさらに進む。仮に波の伝播のみであれば括れ部はいずれ回復して波の動きを隣に伝えることになる。実際、波長が半径の 3-4 倍程度では、回復力である母線方向表面張力の方が円周方向表面張力に勝ってしまう。したがって、何か不安定化機構がないと分断には至らない。実は液柱が有限長であること、すなわち端が存在するということによってこの不安定化が起こされている。端があるということは、末端部は流れてくる液体を必ず吸収しなければならないことを意味する。したがって、先端液塊は大きくなり続ける。このことは、先端液塊の圧力が次第に下がっていくことを意味し、したがって先端液塊が上流を押す動きはいずれ収まり、代わって低圧になることで括れ部の液体を先端液塊が吸い込むことになる。ゆえに、括れ部はこの段階で元に戻らずに括れが進行していくことになる。これはちょうど第一段階で上流側を圧縮する表面張力波だったのが、この段階では膨張する表面張力波になったと考えることができる。図 4 にこのときの流れ場を示し、図 5 には第一段階と第二段階の括れ部の一連の動きを示す。括れ部が上流に一旦移動して再び先端液塊の方に吸い寄せられるのがわかる。

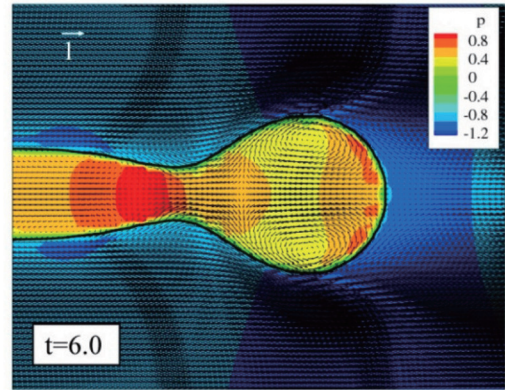


Fig. 4 Flow field in the second stage

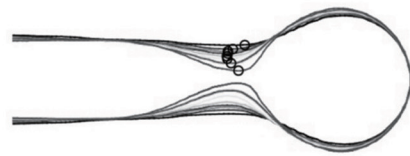


Fig. 5 Neck motion through stages I and II. The images are from $t=4.0$ by $\Delta t=0.5$

第三段階として、括れが十分に進み細くなった括れ部では円周方向の表面張力が強くなるので分断に向かって急速に括れが進む動きとなり、最終的に分断に至る。

以降、この動きの繰り返しになる。先端の収縮が最初の動きを起こしているため、外部からの入力が無くても自然におこる分断モードである。

これまで、過去の文献^{(8),(9)}でも同じ現象についての記述はあり内部の圧力分布の記述はあるが、梅村⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾が提唱しているように初期の括れの形成やその後の一連の動きなどを波の伝播として捉えたほうが物理的理解として明解になる。また、このモードが次に述べるように長波長モードとも関係があることを示すが、これは梅村が初めて提唱したもので⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾それ以前の考え方にはないものである。

3.1.2 長波長モード

図 2 に示したように後から出現する分断モードの表面変形の間隔を調べてみると局所の半径の約 9 倍になっている。分断には時にサテライトの形成を伴う。これは、Rayleigh 波長が卓越し分断に至るモードであるから、現象としてはこれまでも多くの過去の実験で観察されてきたものである。しかし、梅村⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾はこれまでの理解の問題点を指摘している。すなわち、Rayleigh 解析は擾乱の増幅についてのものであるが、擾乱の起源については語っていない。また、擾乱を外部から与えるのが常套手段であるが、そもそも擾乱を 0 にしたらどうなるか、あるいはジェット形態では液柱先端がはじめに外気から擾乱を受けるべきであるが根元を加振することが一般に行われており因果関係が逆になっている、などが指摘されている。ここでは、従来の考え方を変え、先端が擾乱源であり伝播性の表面張力波が上流に擾乱を伝えると考える。Rayleigh のモードが出現するためには、表面に長い変形ができてないといけないが、それはノズルでの表面張力波の反射を考えれば説明できる。

すでに述べたように、伝播性の表面張力波の伝播速度は波数に依存する。このうち液柱の流下速度に打ち勝って上流に伝播することができるのは波数の大きい (波長の短い) 波である。ただし、これらの波は粘性散逸の影響を受けやすい

め、条件によって粘性の効きが強い場合はノズルにまで達することができずに減衰してしまうこともある。仮に、ノズルに達することができたなら、ノズルでは必ず反射するのでそこで液柱との相対速度の違いによりドップラーシフトを受け反射波は波長が長くなる。また、本ケースのように液体流速が気流からのせん断を受けて下流に行くほど速くなっている場合は、液柱表面を波が伝わる間も波長の変調を受けて長くなっている。こうして、波長の長くなった波は不安定化し分断に至る。この最後のプロセスはいわゆる Rayleigh 不安定性の理解と同じである。異なるのは、擾乱が先端で発生しそこから伝播してくるとした点である。

そこで、先端から出た波が上流に伝播し、ノズルで反射後に波長を長くして不安定化する様子を簡単な1次元解析する。一般に先端からは、分断の度にさまざまな波数の波が発生するが、それを各フーリエ成分の重ね合わせだと考える。波数 k の波に対して波頭の位置は

$$\frac{dx_k}{dt} = U(x_k) \pm c_r(k, a_B(x_k)) \quad (1)$$

で表される。ここで x は下流方向に正に取ってある。 U は数値計算結果から求めた液柱の速度を表すが、先端から上流に向かう波長の短い波には液柱表面速度、流下する波長の長い波には液柱断面平均速度を与える。 c_r は波の伝播速度であり以下の式で与えられ、 a_B は局所の液柱半径である。 \pm は伝播方向が上流側、下流側どちらであるかを表している。

$$c_r = \left(\frac{\sigma}{\rho} \left(k - \frac{1}{ka_B^2} \right) \right)^{1/2} \quad (2)$$

波数は液柱との相対速度によりドップラーシフトを受けるから

$$\begin{aligned} k[U(x_k) \pm c_r(k, a_B(x_k))] \\ = k_0 [U(x_k(t_0)) - c_r(k_0, a_B(x_k(t_0)))] \\ = f_{k_0} \end{aligned} \quad (3)$$

となる。本解析の形態では上流伝播、ノズルでの反射、流下のそれぞれの過程で式(3)に従って波長は長くなる。波長が長くなり

$$ka_B = 1 \quad (4)$$

となると伝播性はなくなり不安定化する。 t_d を不安定化した時刻として、以後の振幅の増幅率は

$$\frac{\delta(t=t)}{\delta(t=t_d)} = \Omega = \exp \left(\int_{t_d}^t \left(\frac{\sigma k}{2\rho a_B^2} [1 - (ka_B)^2] \right)^{1/2} dt \right) \quad (5)$$

となる。

以上の計算の結果を実際の数値計算結果と比較したのが図6である。鋸歯状の軌跡は数値解析で得られた先端位置の時間履歴を示している。また、 $t=0$ に初期先端位置から上流に動いて反射して流下してくる軌跡(細線)は1次元解析結果である。ここでは初期波数4つ ($k_0 a = 3.8 \sim 4.6$) に対して示してある。 Ω は増幅率を表す。それによれば、 $t=30$ 付近で液柱先端に達した反射波はすでに 500-1000 倍程度に増幅しており分断を起こすには十分である。このとき、実際の数値計算結果では、それまで分断しながら分断長さが伸び続けていた短波長モードから分断長さが一定の値の周りに揺らぐようになり長波長モードとの混成状態に遷移したことがわかる。揺らぐのは2つのモードが重畳するためと、もともと発生するのもさまざまな波数の波であるのでそれぞれの波は異なるタイミングで先端の方に到達するからである。

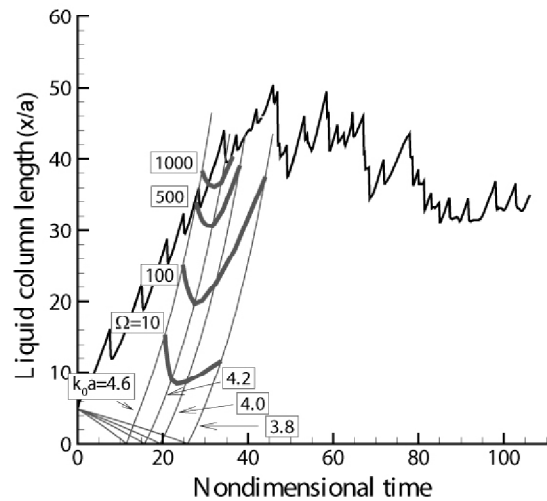


Fig. 6 History of breakup length and wave propagation

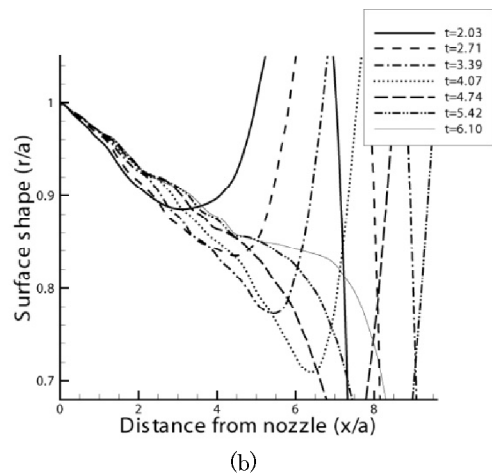
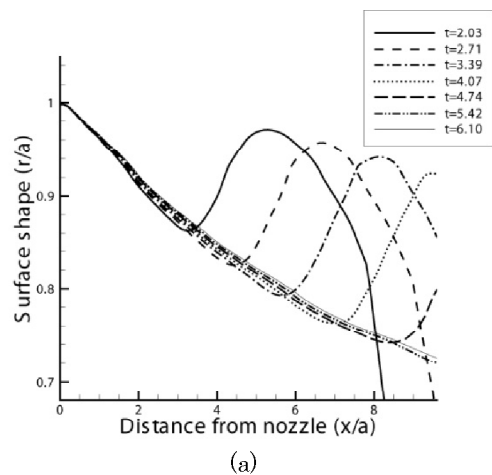


Fig. 7 (a) Surface shape without surface tension
(b) With surface tension

実際に先端に波が伝播している様子は、表面張力がある場合とない場合の液柱形状を比較して確認できる。図7にその結果を時系列で示す。図の左端がノズル出口であり、液噴射方向は左から右であるので時間の経過とともに次第に液柱先端位置は右に移動している。表面張力がない場合は、気体に伸長されるのみであるので表面に変形を生じることなく液柱

が右に伸びていくことがわかる。なお、先端にある液塊に見える部分は初期の巻き上がりによるものであり表面張力によるものではない。表面張力がある場合は、上流側の液柱表面に凹凸の形状が見て取れる。この変形の波長は $1.2a$ 程度であり、1 次元結果と一致する。ノズルでの反射以後に個々の波を追跡するのは困難になってくるがノズルは必ず反射を起こすため、上流伝播波は反射によって波長が伸びて液柱上を流下することになる。

このように、両方のモードが先端の変形に起因する表面張力波の上流への伝播によって引き起こされていることが分かった。したがって、外部からの擾乱によらずに自己完結的に現象が進行する。もちろん、外部からの擾乱がある場合はその影響を受けることになるが、それは現象の本質ではないことが分かった。次に、流れ条件が異なるケース 2 について考察する。

3.2 ケース 2 の場合

本ケースでは、静止気体中に液体を噴射する。また、表面張力係数がケース 1 の場合よりも大きいため伝播速度も大きいと予測される。

図 8 に、液柱先端位置の時間履歴を示す。ケース 1 に比べて初期液柱長さを長めにしているが、時間の経過とともに液柱長さは短くなっていき $x/a=8$ 付近で揺らぐようになる。一時的に液柱長さが伸びたりするよう見えるのは一旦分断した液滴に衝突して再合体するためである。図 9 には $t=110$ における瞬間形状を示す。領域の左端がノズル出口であり、液体は左から右へ流れている。ノズル出口付近まで大変形の表面波が観察され液柱長さは短いままを保っていることがわかる。

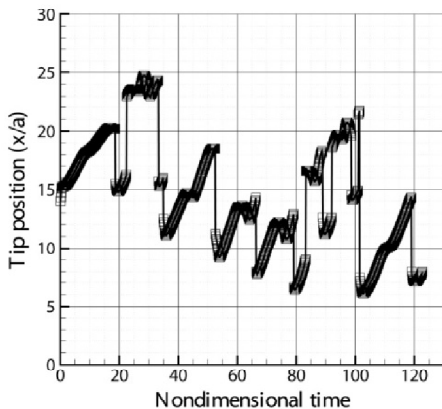


Fig. 8 Trace of liquid column tip position

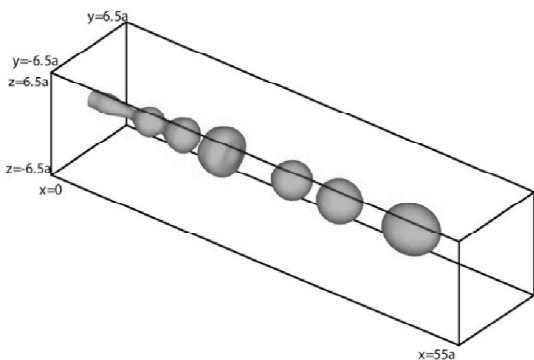


Fig. 9 Instantaneous shape at $t=110$

個々の分断を追跡すると、単純に先端から順番に切れるのではなく、もっとダイナミックな運動をしていることが分かる。第 1 回目の分断では、ノズルに達する大振幅の表面張力波はまだなくノズルの影響はほとんどない。このとき、分断モードは短波長モードであるが、3.1 で見たよりも複雑な動きをする。図 10 にその様子を時系列で示す。図中の色は無次元化した圧力差、速度場は先端液塊の重心速度との無次元相対速度である。

時刻 $t=5.11$ の段階は、3.1.1 で述べた第一段階の表面張力波の生成・伝播過程である。ただし、表面張力係数が大きいため、より発達の方が大きく上流まで影響が及んでおり上流側にすでに第 2, 第 3 括れ部の形成も認められる。この場合も、形成される主たる波長は定常表面張力波の波長 (半径の約 3.6 倍) に近い。この後、 $t=7.78$ では、一旦第 1 括れ部が回復する動きを見せる。この動きが 3.1.1 のケースと異なるが、これも表面張力波という概念で説明できる。

既に述べたように先端は収縮し上流側を押す動きで表面張力波を伝える。伝播する波の振幅が小さく線形の範囲では、それぞれ上流に形成された波は干渉しないが、括れが大きくなってくると干渉するようになる。 $t=5.11$ から $t=7.78$ にかけて、第 2 膨らみ部の下流側の肩の圧力が高くなっている。これは、第 1 括れ部の括れが大きくなってきたため、第 2 膨らみ部にも曲率の影響で収縮しようとする表面張力が大きく働くので、第 2 膨らみ部はあたかも自身は先端液塊のように振舞って上流側を押そうとするからである。先端液塊の場合にはそれより下流側に何も無いから収縮により上流を押して表面張力波を発生させるしかないが、第 2 膨らみ部の場合は、上流側および下流側にさらに液体部分があるから、肩の押し込みの影響は下流側の先端液塊にも影響する。実際、 $t=5.11$ から $t=7.78$ にかけての付近では、この形の押し込みによって第 2 膨らみ部の液の一部は第 1 括れ部を通して先端液塊に流れ込むが、その影響で第 1 括れ部が一時的に回復して太くなっている。

時刻 $t=11.38$ 付近では、上流側に第 4 膨らみ部まで形成されていることが確認できる。 $t=16.25$ では第 2 括れ部の進行により、同様に第 3 膨らみ部が収縮によって上流を押そうとして肩の圧力が上がっている。この動きは第 2 膨らみ部への液体の流れを生じさせる。そしてそれ以前にすでに起こっていた第 2 膨らみ部の動きと重なって、第 2 括れ部は回復し第 2 膨らみ部と第 3 膨らみ部はあたかも合体したようになる。先端液塊はいずれにせよ液体を吸収し続けているから次第に大きくなって圧力が下がるので (前章の第二段階に相当) 第 1 括れ部の流体を吸い込み第 1 括れ部は細くなっていく。 $t=17.85$ は第 1 括れ部での分断の直前の様子である (前章の第三段階に相当)。細くなった部分の圧力が急激に上がるのでこの後急速に分断に至る。

以上の第 1 回目の分断の動きを、括れ部と膨らみ部における軸圧力の履歴という形でまとめたのが図 11 である。ここで時刻 t がおよそ 3 以下は特に第 2 括れ部の形成などはまだ起こっていないので参考値である。図では括れ部の圧力が下がる方向が括れの進行する方向である。第 1 括れ部と第 2 括れ部は、逆位相で圧力が上下する。これは上に述べたように、隣り合う膨らみ部がそれぞれ上流を押そうとして形成される流れによるものである。先端液塊は終端であり流下してきた液体をすべて吸収しなければならぬから、時間の経過とともに振動しながらもその大きさは増大していき先端液塊内の圧力は下がっていく。したがって、最終的には分断に至る。

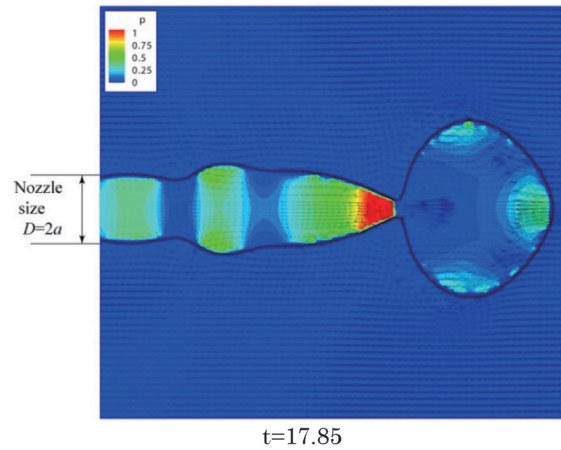
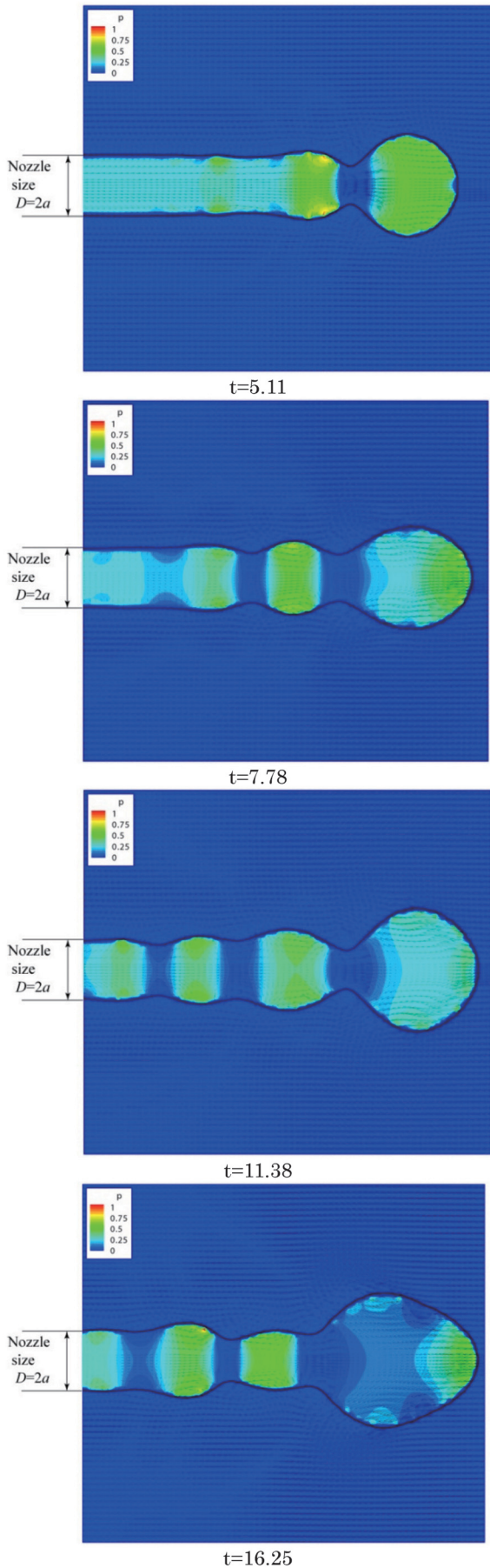


Fig. 10 Snapshots of the first pinch-off process. The viewing range is $6.8D$ in width and $6.0D$ in height with the aspect ratio 1:1. The nozzle size is indicated to show the scale. The actual nozzle exit is located far left. The number of drawn velocity vectors is reduced for clarity.

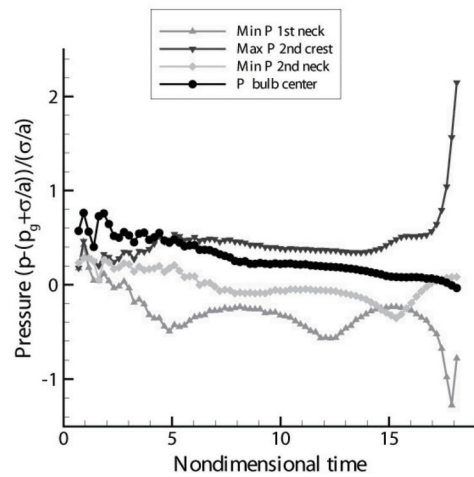


Fig. 11 Traces of axial pressure at necks and crests

このように、先端分断の短波長モードは、前章でみたような三段階の動きをしており表面張力波の生成・伝播・不安定化という基本機構は変わらない。ただ本ケースでは、他の膨らみ部も表面張力波の生成・伝播に関わろうとするので干渉し動きが複雑になっている。

また、このケースでは、大振幅の定常表面張力波がノズル出口に達するのは約 $t=16$ のときである。この波はノズル出口で反射されるため、これ以降は反射波も表面形状に重畳するようになり、現象はより複雑になる。しかし先端からの表面張力波は分断の度に常に作られ続けているので基本的には同じ機構による分断現象が繰り返される。

本ケースでは、波の伝播速度が相対的に速いため、液柱の分断長さは短いままであり、したがって流下して不安定が発達するのに時間（すなわち液柱長さ）が必要な長波長モードは出現できず、短波長モードのみが出現する。ただし、これは長波長モードの機構である上流に伝播する速い表面張力波が存在しないという意味ではもちろんなく、反射しても流下して発達する前に先端に届いてしまうという意味である。

3.3 解析ケースの比較

粘性と表面張力波の効果の比はオーネズルゲ数 Oh で表わされる。

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{2\rho\sigma a}} = \frac{\mu}{\sqrt{2\rho a} U_c} \quad (6)$$

ここで U_c は表面張力波の特性速度である。解析した 2 ケースについて比べてみると、ケース 1 : 0.054, ケース 2 : 0.011 となる。したがって、ケース 1 では粘性が相対的に強く伝播速度が遅いため伝播現象がゆっくり進む。逆にケース 2 では、波の伝播速度が大きいため伝播現象は速く進む。実際、ケース 1 では第 2 括れ部の形成は遅く、その間に第 1 括れ部が不安定化してしまうために分断は端から順番に起こっていた。一方のケース 2 では、初期の段階から既に上流側に複数の括れ部が形成され、隣り合う括れ部・膨らみ部が伝播しようとする動きで干渉することで複雑な動きを見せていたことがわかる。なお、Stone ら^{(8),(9)}の end-pinching の実験および解析では、 Oh は 1~100 のオーダーあるいはそれ以上の範囲であり粘性が支配的な領域であった。したがって、端から順にゆっくり切れていく現象のみが観察されており、ケース 2 のような上流速くまでのダイナミックな波の伝播を含む速い動きは観察されておらず、波という概念で説明されていない。

実際の噴霧中の液糸においては、噴射ノズルは存在しないから、短波長モードが支配的になると考えられるが、液ジェットとして考えた時には、ノズルからの噴射速度と表面張力波の伝播特性速度の比も長波長モードの出現に重要である。図 1 の実験の写真で噴射速度が 0.1m/s のものでは、 Oh はケース 1 と同じであるが液噴射速度がもっと速い。ここで液柱表面に長波長モードが出現しなかったのは、先端からの（高波数の）表面張力波がノズルに到達するにはもっと高波数のものでなければならず、粘性によって減衰される効果が勝り液柱を遡ってノズル出口まで到達することができなかつたと考えられる。したがって反射波も形成されず、結果として Rayleigh の不安定性（長波長モード）も出現することがなかった。

なお、気流によるせん断力も現象に影響する。ケース 1 では、平均的に液柱長さが増大するようにあえて気流速度を液柱速度よりも大きく設定したが、このとき液柱表面に働く気流からのせん断力により実際の噴射液の各断面の速度は一様ではなく、気流によって表面近くの液体は内部の液体よりも大きな速度を持っている。そのため、表面流の存在によってバルクな特性によって決まるはずの表面張力波も修正を受けることになる。

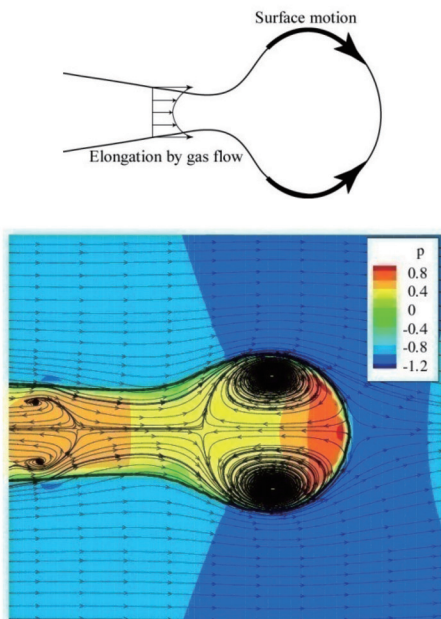


Fig. 12 Flow patterns and streamlines at t=4

図 12 の模式図に示すように、気流に引きずられた先端液塊側面の表面流は、先端で会合衝突してその圧力を上げる。図 3 における先端液塊の高圧化は、表面張力に引っ張られて先端の収縮のために生じているものであるから、表面流の衝突によって先端の圧力が上がれば、その分、先端の収縮速度が低下しても同じ形状を保つことができることを意味する。一方、気流の流線間隔が狭まる液塊の側面ではガス流が加速されて圧力が下がる。そのため、その内側にある液体の圧力が対応して下がっても同じ膨らみ状態を維持できる。これら 2 つの効果により、表面張力によって生み出される液塊の圧力は全体として小さくなくても構わない。別の言い方をすれば、見かけ上、表面張力が小さくなったと同じ効果が生じる。図 12 に計算による流線を示すがこの流れパターンはせん断によって生じ、また表面張力波の性質も表している。かくして、先端液塊は全体として表面張力波の特性を保持しながらも、表面流の存在によってその性格が弱められることが分かる。

4. まとめ

本研究では、有限長の液糸からの液滴の 2 つの分断モード（短波長モードと長波長モード）について、数値解析を実施しその分断機構について考察した。以下にその要点をまとめる。

(1) 従来の考え方とは異なり、伝播性の表面張力波を考慮することによって液糸からの液滴の分断を統一的に説明できる。一見すると全く別の分断現象に見える短波長モードと長波長モードであるが、その根源は先端があることによってそこに生じる表面張力波であることが分かった。伝播速度の分散性に起因して波長によって上流側への伝わり方が異なることと、モードの出現のための時間の差によりモードの選択が行われている。この分断機構は外部からの入力が必要としておらず自己完結的に繰り返される。

(2) オーネゾルゲ数は、粘性ダンピングと波の伝播の比に相当するので、その大小により現象の進行の度合いが決まる。オーネゾルゲ数の大きいケース 1 では、波の伝播速度が相対的に遅く短波長モードは相対的にゆっくり進む。従ってほぼ先端液塊だけが関与して分断が起こる。また、この条件では粘性ダンピングがありながらもノズルに達して反射する高波数の波が存在する。従って液柱長さが長くなっていく本条件では長波長モードが出現する。オーネゾルゲ数の小さいケース 2 では、波の伝播速度が相対的に速くそのことによって短波長モードも単純ではない動きを見せている。また、速く進行する短波長モードの影響で、長波長モードが成長できるための液柱長さが取れないため長波長モードは出現しない。なお、長波長モードの場合はノズル反射に関わる意味で噴射速度と伝播特性速度の比も影響し、また両モードに関わる波の伝播には気流の相対速度の向きも影響している。

文 献

- (1) Umemura, A., Wakashima, Y., Atomization Regimes of a Round Liquid Jet with Near-Critical Mixing Surface at High Pressure, Proc. Combust. Inst., 29 (2002) 633-640
- (2) 梅村章：乱流微粒化研究における微小重力実験の意義, 日本マイクロ重力応用学会誌, 21 (2004), 293-299
- (3) 梅村章：噴射液の自己不安定化機構の理論的研究（第 1 報：噴射液の不安定化に関連する表面張力波）, 日本航空宇宙学会論文集, 55-640 (2007) 216-223
- (4) 梅村章：噴射液の自己不安定化機構の理論的研究（第 2 報：分断フィードバックループ）, 日本航空宇宙学会論文

集, 55-640 (2007) 224-231

- (5)梅村章：噴射液の自己不安定化機構の理論的研究（第3報：短距離分断過程の一次元計算），日本航空宇宙学会論文集，55-643 (2007) 359-366
- (6)新城淳史，小川哲，梅村章：液膜端の収縮により発生する表面張力波の特性，日本航空宇宙学会論文集，55-641 (2007) 273-281
- (7)Rayleigh, Lord, The Theory of Sound, Dover (1945)
- (8)Stone, H. A., Bentley, B. J., Leal, L. G., An experimental study of transient effects in the breakup of viscous drops, J Fluid Mech. 173 (1986) 131-158
- (9)Stone, H. A., Leal, L. G., Relaxation and breakup of an initially extended drop in an otherwise quiescent fluid, J Fluid Mech. 198 (1989) 399-427
- (10)Sussman, M., Smereka, P., Osher, S., A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow, J. Comput. Phys. 114 (1994) 146-159
- (11)Sussman, M., Puckett, E. G., A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows, J. Comput. Phys. 162 (2000) 301-337
- (12)姫野武洋，渡辺紀徳：低重力環境における熱流体管理に関する研究（第2報，界面張力に駆動される流れの観察と数値解析），日本機械学会論文集（B編），69-687(2003) 2400-2407
- (13)Brackbill, J. U., Kothe, D. B., Zemach, C., A continuum method for modeling surface tension, J. Comput. Phys. 100 (1992) 335-354
- (14)Takewaki, H., Nishiguchi, A., Yabe, T., Cubic interpolated pseudo-particle method (CIP) for solving hyperbolic-type equations. J. Comput. Phys. 61 (1985) 261-268



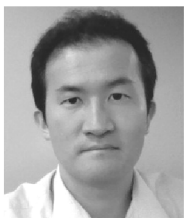
小川哲

宇宙航空研究開発機構研究開発本部数値解析グループ 特任担当役（非常勤）
略歴：1976年東京大学大学院工学系研究科航空学専攻博士課程修了。同年，東京大学工学部計数工学科助手。1982年科学技術庁航空宇宙技術研究所（現宇宙航空研究開発機構）。主として数値解析，流体力学の研究に従事。



梅村章

名古屋大学大学院工学研究科 教授
464-8603
愛知県名古屋市千種区不老町
略歴：1977年東京大学大学院工学系研究科航空学専攻博士課程修了。1980年山形大学工学部講師，1983年同助教授。1986年～1987年フンボルト財団研究員，1988年～1989年，1991年プリンストン大学客員研究員。1993年山形大学工学部教授。1995年名古屋大学大学院工学研究科教授。主として熱流体推進工学に関する研究に従事。



新城淳史

宇宙航空研究開発機構研究開発本部数値解析グループ 主任研究員
182-8522
東京都調布市深大寺東町7-44-1
Tel: 0422-40-3316
Fax: 0422-40-3328
メール：shinjo.junji@jaxa.jp

略歴：2001年東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻博士課程修了。同年航空宇宙技術研究所（現宇宙航空研究開発機構）。主として燃焼，微粒化に関する数値解析に従事。



松山新吾

宇宙航空研究開発機構研究開発本部数値解析グループ 研究員
略歴：2004年東北大学大学院航空宇宙工学専攻博士後期課程修了。同年宇宙航空研究開発機構。主としてロケットエンジン超臨界圧力燃焼のCFDに関する研究に従事。



溝渕泰寛

宇宙航空研究開発機構研究開発本部数値解析グループ 主幹研究員
略歴：1995年東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻博士課程修了。同年科学技術庁航空宇宙技術研究所（現宇宙航空研究開発機構）。主として乱流燃焼の数値的研究に従事。