

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

微小重力環境を利用した近臨界混合表面液ジェットの不安定性の研究
(ノズル出口でのレーリー・テラー不安定波の励起機構と短波長分断機構の解明)Micro-Gravity Study on Instability of Near-Critical Mixing Surface Jet
(Mechanisms of Rayleigh-Taylor Instability Excitation at Nozzle Exit and Short Spacing Disintegration)

梅村 章*

UMEMURA, Akira

名古屋大学大学院工学研究科 〒464-8603 名古屋市千種区不老町
Graduate School of Engineering, Nagoya University, Furo-Cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

2003年12月9日受付, 2004年1月21日受理/Received 9 December 2003; Accepted 21 January 2004

Abstract : Atomization of a round liquid jet is initiated by the excitation of Taylor instability immediately downstream of the nozzle exit. A self-sustaining mechanism of this process is theoretically explored on the basis of observation of the instability behaviors of a SF₆ liquid issued into an otherwise stationary nitrogen gas at pressures exceed the critical pressure of SF₆, which has the thermodynamic surface state close to the critical mixing condition. In micro-gravity condition, the vanishing surface tension allows us to use a liquid jet which is issued from a nozzle in laminar flow form at a low speed in order to realize an equivalent condition to a high speed jet at low pressures. The mechanism for the disintegration of the liquid jet at short wavelength, which is characteristic to the near-critical mixing surface jet, is also proposed on the basis of the experimental observation and theoretical consideration.

Key Words : Atomization, Near-Critical Mixing Surface Jet, Capillary Wave, Micro-gravity Condition

1. 緒言

ディーゼルエンジンやロケットエンジンに代表される噴霧を用いた高出力エンジンは高圧条件で作動し、燃焼室の気体の状態は燃料の熱力学的臨界点を越えているのが普通である。しかし、これまでのエンジンは(常圧下の噴霧の知識に基づいて)試行錯誤の積み重ねによって開発されてきた側面が強く、超臨界雰囲気中に噴射された液体燃料の微粒化・気化・混合・燃焼過程を支配する基本的な物理が理解されている訳ではない。そのため、高圧噴霧燃焼に対する基礎的な研究が行われてきている[1-5]。取り分け、微粒化は、噴霧燃焼の絶対的な前提条件であり、後続の現象が微粒化状態によって決定的に支配されることより、噴霧燃焼研究において重要な位置を占めている。そこで、我々は、高圧ジェットの不安定性の特徴を明らかにし、乱流微粒化機構に対する新しい知見を得るために、図1に示す実験装置を用いて、高圧雰囲気中に液体を噴射したときの微粒

化過程を調べる微小重力実験を行ってきた[6]。この研究のねらいは下記の通りである。

噴霧形成過程での液体の微粒化は、液体と気体との間の相対速度 U の存在によって起きる。簡単な実験によっても、乱流化した噴射液の側面から筋状の液糸が飛び出し、それから小さな液滴が作られて飛散する様子をうかがうことができる。また、噴射速度の大きな噴流から小さな液滴が生成される事実[1]から推測して、液体が分断される際には、液体の断面半径 a が小さくなっていて、表面張力圧と空力圧とが同じ程度になる状態、すなわち、気体ウェーバー数 $\rho U^2 a / \sigma$ の大きさが1程度になっていると予想される(大きな寸法の液体が周囲気体との間に過度に大きな相対速度を持つときには、空力的作用によって表面が大変形し、局所的な相対速度が減少し、液糸のような微小な寸法の液体になってから分断が起きると考えられる)。特に、高圧での液体の微粒化においては、気液密度比が1に近づく(10分の1程度)ので、この条件は、極限的に

$$We = \frac{\rho^* U^2 a}{\sigma} \sim O(1) \quad (1)$$

* Corresponding author. E-mail: akira@nuae.nagoya-u.ac.jp

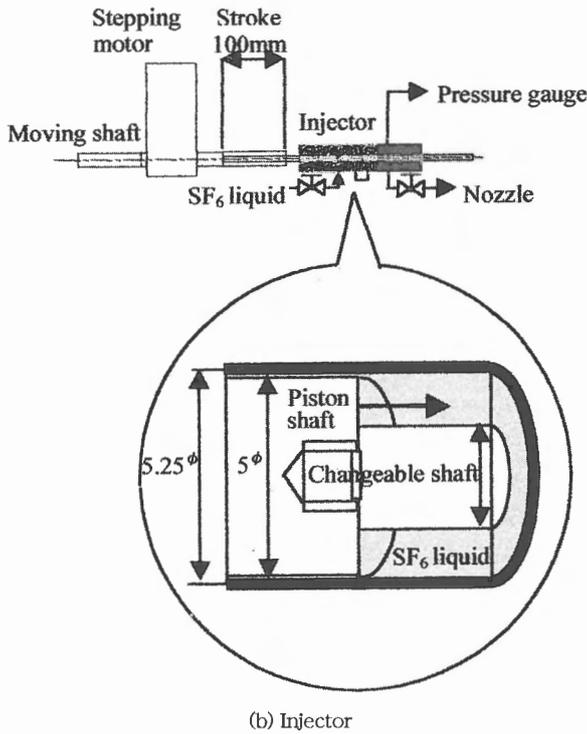
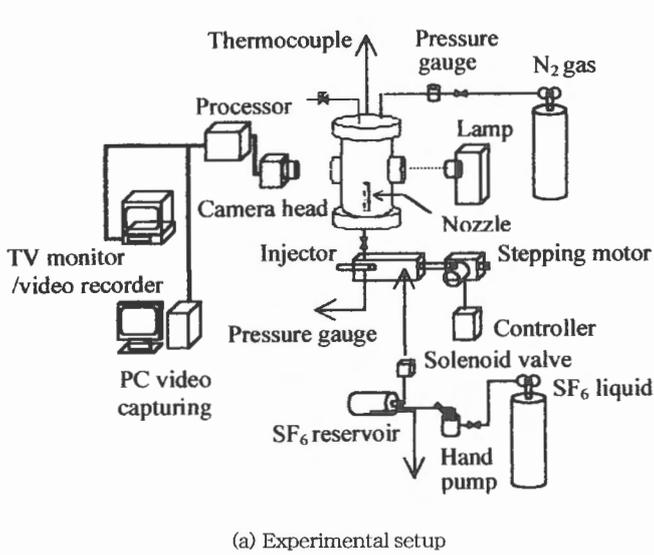


Fig. 1 Experimental apparatus

すなわち、噴射液のウェーバー数が1の大きさの程度になることと考えてよい。高圧で噴射液の表面状態が臨界混合条件に近づくと、表面での気体と液体の密度が等しくなると同時に表面張力が零に近づく。このことより、噴射液の表面が臨界混合状態に近くなる条件を用いれば、噴射液の変形過程の観察がし易いように、液柱半径を大きくし、且つ、噴射速度を小さくしても、条件(1)を満たすことができるようになる。しかし、低速噴射では重力が作用すると、流れが変化し目的を果たすことができない。そこで、噴射液の近臨界混合表面状態と微小重力環境を利用して、条件式(1)を満たす液体ジェットを作り、低速噴射液の分断過

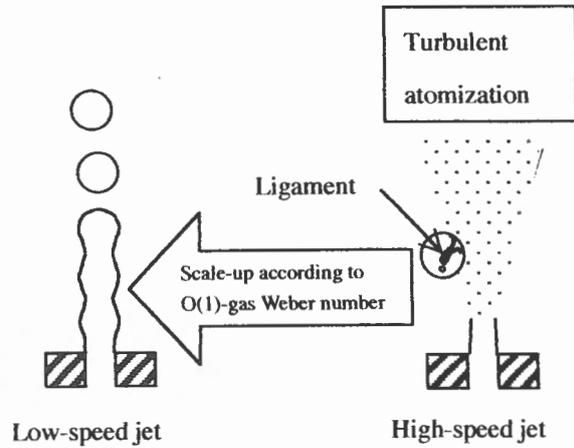


Fig. 2 Low-speed jet experiment to explore the breakup mechanism of liquid ligaments in turbulent atomization

程を観察することによって、乱流微粒化の要素過程としての液系の分断機構を考えることにした(図2)。従って、本実験の目的は、これまで不明であった近臨界混合表面液ジェットの不安定性の特徴を明らかにすると同時に、ウェーバー数による相似則を通して、低圧で高速微細現象として起きている微粒化の過程に対する新しい知見を得ることにある。特に、後者に関しては、従来余りよく認識されてこなかったが、下記の事実に注意しておく必要がある。

これまでの微粒化研究の文献を見ると、液系の分断は専らレーリーの不安定性[7]に基づいて論じられている。しかし、レーリーの不安定性は、液系と周囲気体との間の相対速度が小さくなり、気体ウェーバー数が1より十分小さくなったときに発現する不安定性である。従って、噴射液の表面から液系が作られ、それが切れて液滴ができる一連の液体のサイズの縮小化過程(噴射液のカスケード)において、気体ウェーバー数が $O(1)$ に達した段階で液系を有効に分断する機構があれば、この段階を飛び越えてレーリーの不安定性に至って噴霧が作られるということはないであろう(図3)。そのため、気体ウェーバー数が $O(1)$ になる条件で液系の分断を引き起こす軸対称な不安定波が存在するかどうかを調べることは、高圧での微粒化機構を解明するために必要であるのみならず、実は、低圧での乱流微粒化の特性を考える上でも重要な問題である。実際、しばしば誤解されている事柄であるが、レーリーの不安定性によって液体の表面積が拡大することはない(外的な作用ないレーリーの不安定性では「表面張力は表面積を縮小する方向に作用する」原理に則って、分断液滴の表面積は元の液系の表面積より小さくなる)。液体の表面積の拡大が起きるためには必ず表面張力以外の力の作用がなければいけない。噴射液の微粒化においては、この作用は、専ら流体力学的な不安定性[8]によって生じることには注意すべきである。微細な微粒化、従って、液体の表面積の格段の拡大を実現するには、噴射液と周囲気体との間に大きな速度差がなければいけない。この場合、噴射液の挙動は流体力学的

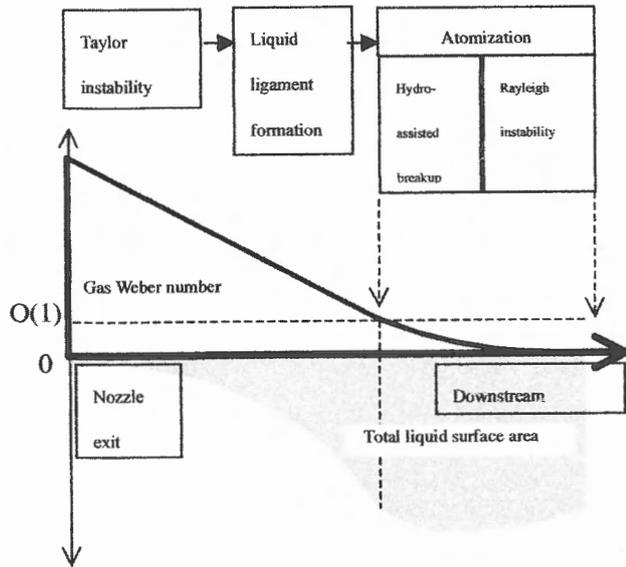


Fig. 3 Cascade of injected liquid jet in turbulent atomization

な不安定性に支配され、表面張力や拡散の影響が強く効くことはないから、噴射液から液糸が作られていく過程は基本的に流体要素の乱流変形と同じである(乱流微粒化によってもたらされる噴射液の表面積の拡大の大部分は、この過程で達成される。それゆえ、表面積の拡大量は噴流が持つ運動エネルギーと関連付けて論じることができる)。すなわち、気液密度差による乱流発達の変化を除けば、液体の存在は、単に特定の流体要素に色つけする程度の意味合いしか持たない。液体の表面が意味を持ち、表面張力による液体の分断が発生するのは、乱流運動によって液体が細く引き伸ばされて作られた液糸と周囲気体との間の速度差が小さくなった段階で始めて起きるので、それまでの過程を流体力学的な乱流問題として一括して捉えることにすれば、乱流微粒化機構の特徴づけは、液糸の分断過程の解明によってのみおこなわれることになる。しかし、液糸と周囲気体との間の速度差が小さいと言っても、表面張力が大きいときには、その値はかなり大きな値を取ることになるので、高速で起きる微細な液糸の分断過程を詳細に観察することは困難である。本研究では、前述の手法を用いて、

この過程の詳細観察を可能にし、噴射液の微粒化に関してこれまで知られていなかった重要な事柄を明らかにする。

2. 微小重力実験結果

実験では、口径 $2a = 0.2 \text{ mm}$ および 0.4 mm のノズルから SF_6 液を高圧窒素ガス中に噴射し、ノズル近傍の噴射液の様子(視野:長さ $17 \text{ mm} \times$ 幅 2.2 mm)を微小重力環境下で観察した。ノズルは、内径 4 mm のテフロンコーティングした導管の先端部に上記の口径の直線オリフィスをつけて作られている。導管径はノズル径に比べて十分大きいので、ノズルから噴射する液体のレイノルズ数が臨界レイノルズ数より小さければ、導管部で流れが乱流化することはない。また、圧力が SF_6 の臨界圧力を越えているので、 SF_6 液流にキャビテーションが発生することはない。噴射液と窒素の温度は、落下カプセルの内部温度に一致しており、ほぼ室温に等しい。予備実験によって噴射液に表面が存在しなくなる窒素ガス圧を調べている[6]。微小重力実験は、この圧力に近い条件で行っているので、噴射液の表面は臨界混合状態に近い状態になっている。噴射液から液滴ができる場合には、その液滴の振動より表面張力を測定している(表 1[6])。実験条件では標準状態の水に比べて表面張力は100分の1以下になっており、圧力増大に伴って表面張力は急激に零に近づく。以前に実施した実験と異なり、今回の実験では、微小重力実験中 SF_6 液を一定速度で噴射できるように、微量の高圧液を一定速度で押し出す特殊な噴射装置(図 1(b))を開発して用いている。微小重力状態になる直前に噴射を開始し、ノズル近くの噴流の様子をバックライト法で毎秒1万コマの高速度ビデオカメラに録画した。画像解析によって、噴射開始から1秒後には、視野内の流れが定常になることが確認されている。流れの様子を見やすくするために、ノズルは以前の実験に用いたものより大きな口径のものを使用した。微小重力実験が意味を持つのは、噴流の挙動が重力によって影響されやすい、噴射速度が小さい場合である。このような低速噴射では、いずれの圧力でも、 SF_6 液は層流状態で噴射され、軸対称に近い不安定性が現れる。同じ噴射速度に対して、圧力 P を上げていったときの変化を調べると(図 4)、ある圧力値 P_c (今回

Table 1 Physical properties

Pressure [MPa]	SF_6		N_2		Surface tension σ [dyn/cm]	Ohnezorge number Z
	Density ρ^* [kg/m ³]	Viscosity μ^* [Pa s]	Density ρ [kg/m ³]	Viscosity μ [Pa s]		
5.0	1256	7.305×10^{-5}	54.70	1.859×10^{-5}	2.0	686.1
6.0	1298	7.714	65.56	1.878	1.1	489.8
7.0	1334	8.083	76.36	1.898	0.4	285.6
8.0	1364	8.779	87.09	1.921	0.09	126.2
9.1	1394	9.056	97.73	1.971	0.02	58.3

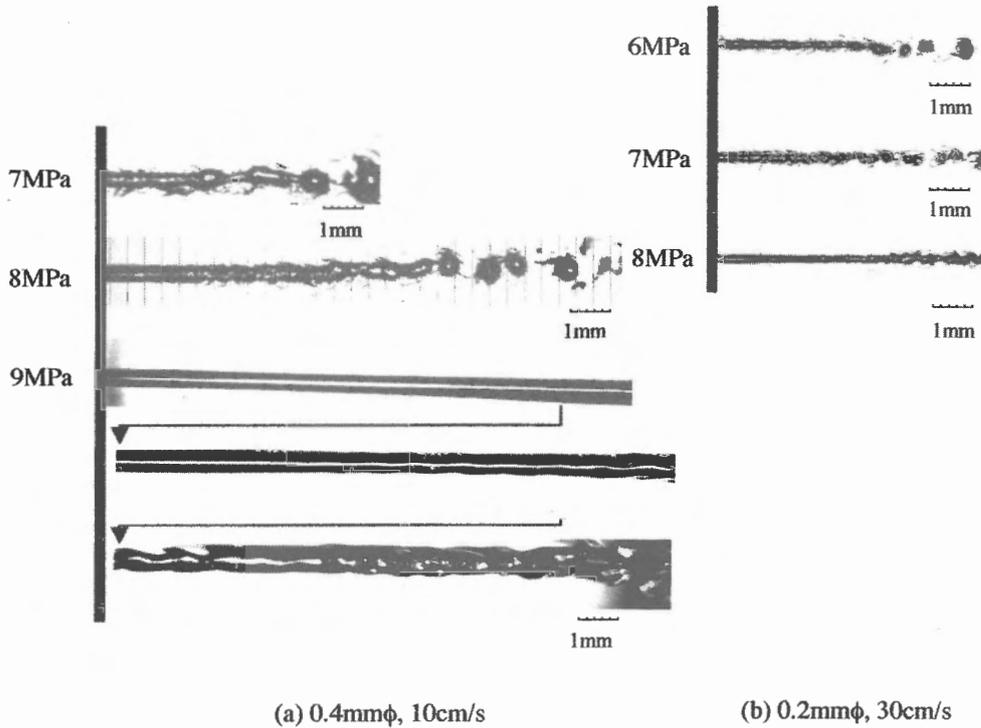


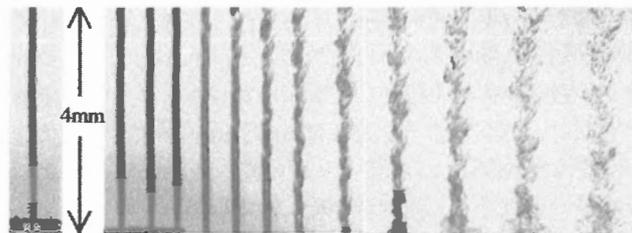
Fig. 4 High-speed video camera images

の実験では 8 MPa と 9 MPa との間にある) を境にして流れの様子が不連続的に変化することが, 今回の実験でも確かめられた. すなわち,

(1) $P < P_c$ の場合には, ノズル出口のすぐ下流から噴射液の表面の変形が始まり, 下流にいくに従ってその変形が拡大し, レーリーの理論で予測される間隔より短い間隔で液体の分断が起きる (低圧型).

(2) $P > P_c$ の場合には, ノズルから噴射した SF₆ 液は, 層流状態を保って下流に流れ, ノズルから遠く離れた位置で噴流が流体力学的に不安定化すると, (1) と同様の不安定性による噴射液の分断が起きる (高圧型).

以前の試験では, SF₆ 液タンクと窒素ガス容器との圧力差によって SF₆ 液を噴射していたため, 噴射開始直後は高速噴射し乱流微粒化が起きた. 低速噴射液の様子の観察は,



(a) Microgravity (b) Breaking period

Fig. 5 Supercritical Jet at 10 MPa

その後の噴射速度が零に近づき緩やかに噴射速度が変化する期間を利用して行った. しかし, この方法によったときには, 観察された低速噴射時のジェットの不安定性が, 噴射の履歴を受けて起きた可能性を排除できずにいたが, 今回の実験において以前の試験で観察した低速噴射時の現象と同じ現象が再現されたことより, この疑念は払拭された. また, 実験中噴射速度が一定に保たれていることより, 上述の (1) と (2) の特性は定常特性として把握してよいことが確認できた.

ちなみに, 圧力を 10 MPa まで上げると, 噴射液はもはや表面をもたない. このときの低速噴射液の様子を図 5(a) に示す. 微小重力期間中, 視野内において, ジェットの不安定性は全く見られず, ジェットは 1 本の滑らかな液柱として写っている (視野外の下流ではジェットが不安定化している). この SF₆ 液ジェットが表面を持っていないことは, 落下カプセルに制動がかかると, 下流側から螺旋モードの不安定性が発生してジェット全体が乱される (図 5(b)) が, 液滴の生成が全くないことから判る. 制動によって大きな下向きの加速度がかかると, それまで上向きに流れていた SF₆ 液が下に向かって流れ出し, 高速噴射時に下流で観察される流体力学的な不安定性と (流れの向きが逆になっている点を除いて) 類似現象が出現する. このようにして, 高圧で表面張力が働かなくなると, 表面張力に関連した不安定性[9]は起きなくなり, ジェットの混合を促進する噴射液の乱れは流体力学的な不安定性によるしかないことが確かめられた. すなわち, 表面を持たない噴射液で速やかな

噴射液と周囲ガスの混合を実現しようとすれば、乱流を利用するしかないことが知れる。

以下、近臨界混合表面液ジェットにおいて (1) と (2) の現象が発生する理由と、一般の乱流微粒化に対する意味合いを考察した結果について述べる。

3. 考察

3.1. 噴射液の分断に及ぼす流体力学的効果

3.1.1. 表面張力の効果

近臨界混合表面液ジェットの特徴は、表面のごく近傍を除いて、気体と液体との違い (大きな密度差) が明瞭に維持された状態で表面張力が小さな値を取る点にある。軸対称な液柱の変形に対して、表面張力の効き方を考えると、表面の2つの主曲率に対応して下記の事柄が言える。

(a) 母線の変形：くびれ部の液体の圧力を下げ、ふくらみ部の液体の圧力を上げようとするから、ふくらみ部からくびれ部へ向かった軸方向の液体の流れを作り、元の状態に戻そうとする安定化の作用が働く。

(b) 円周の伸縮：くびれ部の圧力を上げ、ふくらみ部の圧力を下げるので、くびれ部からふくらみ部へ向う流れを生んで円周変化を増幅する作用を持つ。

(b) が (a) に打ち勝つ条件での液柱の不安定性を論じたのがレーリーの理論であり、この条件の下で液柱の分断が起きるのは理解しやすい。また、液柱の変形の波長が短いと母線の曲率が大きくなるので、(a) の寄与が増大して不安定化できなくなる (レーリーの不安定性を示す波長に下限がある) こともわかる。しかし、短い波長でも、(a) の効果を相殺する別の効果が加われば不安定になり得る。ガスと液体との間に相対速度がある場合に発生するテラーの不安定性は、その一つである。気液界面を横断して圧力差が生まれ半径方向の表面の動きを作ると同時に、液柱のふくらみ部のガス圧力が下がり (従って、表面張力と釣り合う液体の圧力レベルも下がる)、くびれ部では逆に圧力が上がるから、くびれ部からふくらみ部へ向かう液体の流れを作る。しかし、元々のテラーの解 (円形ジェットに適用すれば、レーリーの解も包含できるので、以下、古典レーリー・テラー解と呼ぶ) は、剪断層の内部構造を問題にせず、不安定波の増幅率に影響する密度はバルクな気液相の密度の値だけである。興味深いことに、我々の非粘性解析 [10] によって、気液相の密度は、その分布形に関係なく、テラーの解に現れるバルクな気液相の密度を、液体の表面での値に置き換えれば、密度変化のある近臨界混合表面液ジェットの安定性の解析にもそのまま流用できることがわかった (以下、拡張レーリー・テラー解と呼ぶ。古典解と区別する必要がないときには単にレーリー・テラー解と呼ぶ)。

3.1.2. 短波長分断機構

図4に見るように、低圧型 ($P < P_c$) では、噴射液はノズ

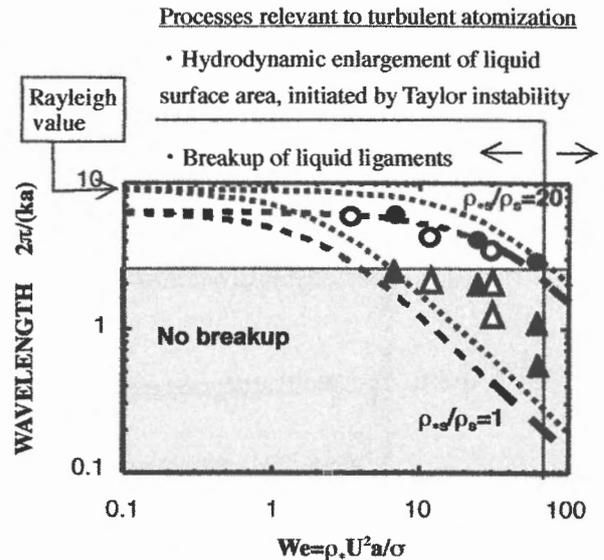


Fig. 6 Experimentally observed instability

ルを出るとすぐ液面が変形しだし、下流にいくに従って波長が不連続的に拡大して分断に至る。図6には、圧力7 MPaの場合を例に取って、ビデオ画像から読みとった不安定波の波長が丸・三角印で記入してある。三角印が上流に顕現した不安定波の波長、丸印は噴射液が分断する際の波長を示す。中空の印はノズル口径0.2 mm、中実の印はノズル口径0.4 mmの場合の結果を表す。同図には、古典レーリー・テラー解と拡張レーリー・テラー解が与える中立曲線 (破線) と最大増幅条件 (点線) が、それぞれ、実験条件に対応するバルクな相の液気密度比 ($\rho^*/\rho = 20$) と、噴射液表面が臨界混合条件に一致する場合 ($\rho^*/\rho = 1$) に対して記入してある。中立曲線の上側の条件で不安定波が存在する。噴射液の表面は臨界混合状態には達していないので、実際の中立曲線は図示の2つの破線の間にくる。実験の噴射液の気体ウェーバー数は $O(1)$ 、従って、図の横軸に取った液体ウェーバー数では $O(\rho^*/\rho)$ の値になっている。三角印は、いずれも古典レーリー・テラー解が与える不安定波の存在域の外側に位置している。しかし、拡張レーリー・テラー解によれば、不安定域の中に入っていることに注意しよう。このことから、近臨界混合表面の影響が噴射液の不安定性に現れていることがわかる。

液柱のくびれがある程度大きくなると、表面張力の効きが強くなって、レーリーの不安定性と同様にして液柱の分断が起きると考えるのは自然である。しかし、1波長の長さの液柱が体積を保存して球形になったとき、その直径が波長に一致するような波長は $2\pi/(ka) = \sqrt{6}$ であり (図6の水平な細実線)、この値より短い波長の不安定波によって液柱が切れることはない (仮に分断して液柱片ができたとしても、表面張力によって球形に変形する際に分断した液柱に接触して再結合する)。実験では噴射直後の液柱にできる不安定波の波長が、非分断波長域に属しており、ノズル近くではテラー型の不安定波が作られていることが

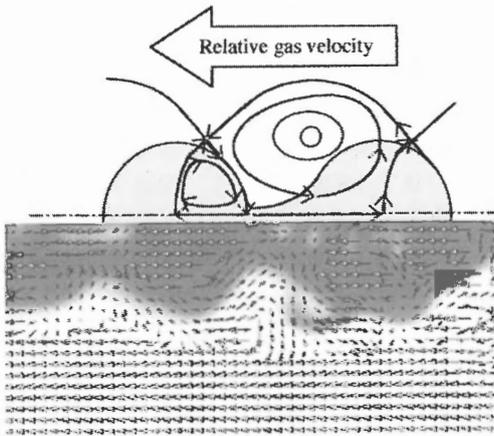


Fig. 7 Flow pattern around disintegrating liquid column

知れる。下流にいくに従って表面変形の波長は長くなるが、それでも液柱が分断するときの波長は噴射液の直径の2倍程度でしかなく、古典レーリー・テラー解が予測する最も不安定な波の波長まで達していない ($\rho^*/\rho = 20$ の場合の中立曲線に近い値になっている!)。このことは、次の事柄を意味する。

波長が長い時には、くびれ部が軸方向に伸張されることにより、表面張力による絞りの効果が益々強くなって自然に液柱は分断する。これに対して、短い波長で等体積的に液柱が変形して切れる場合を考えると、くびれ部に母線の曲率が非常に大きな箇所が現れて、そこで絞り効果の卓越性が消失するという矛盾が生じる。従って、くびれ部で液柱が切れるためには、母線の変形による絞り効果の低下を相殺するような別の作用が働かなければいけない。古典レーリー・テラー解で考慮した流体力学的な作用(液柱の変形によるガス流速の加速および減速による圧力の変動)では不十分であるから、さらに別の流体力学的な作用を探さなければならない。

実験で得たビデオ画像に写っている液柱のくびれ部の近くの SF_6 蒸気の影の挙動を調べて、近臨界混合表面液ジェットの表面上に発達する剪断層ならびに濃度境界層の作用が、実験で観測された短い波長での噴射液の分断を生み出していると予想される。

まず濃度境界層の影響について考えると、次のことが言える。窒素の分子量が20であるのに対して、 SF_6 の分子量は146であるから、表面で気相と液相の SF_6 濃度が等しくなる臨界混合状態に近い状態では、表面での気相の密度は、雰囲気密度よりかなり大きくなっており、そのことを実証するように蒸気の影が画面に映っている。そこで、剪断層厚みを零に保って表面ガス密度を上昇させると、液体の表面を押すガスの密度が大きくなった分、付加力が増大するから、図6で古典レーリー・テラー解のグラフが左側にずれて、ウェーバー数が小さくても短い波長の不安定波が現れるようになる。これが拡張レーリー・テラー解の意味するところである。

さらに、剪断層厚み δ の増大がケルビンの不安定性[9]を誘発することからわかるように、剪断層の発達も分断を助ける方向に作用する。この点を確認するため、ビデオ画像に写っている蒸気の影の動きを利用して PIV 法[11]によって気相の流れの速度ベクトル場の測定を行った。図7の下半分に計測例を示す。対象にしている低速流では、影の変位を測るための時間間隔が短すぎる(1万分の1秒である)と蒸気の拡散による効果が強く現れてくるので、千分の一秒の間隔で撮った画像から速度ベクトル場を求めた。蒸気の影(ふくらみ部の上流側にしばしば見られるループ状の影の線は、そこに中心を置いた渦の存在を示唆する)と速度ベクトル場の測定データに基づいて、上述の理論と繋がり、且つ、淀み点条件を考慮して、液柱の分断を起こす流れの模様(噴射液に乗って見たときの)を構成すると図7の上半分に示した流線模様ようになる。気相に作られた渦によってガスが凹み部に衝突し、母線方向の液面の曲率による回復を妨げているのが確認される。

3.1.3. 他の知見

本節の内容に関連してさらにわかる事柄を列記すると、以下の通りである。

- (1) 図7に描かれた流れ模様は、噴射液の不安定性の発生から出発して、分断後の液滴列の周りの流れまでの変化を連続的に説明できるものであると同時に、超臨界ジェット流で馴染み深いマッシュルーム型の渦列の形成への遷移をも自然に記述するものになっている。
- (2) レーリー・テラー解の(最大)増幅率を噴射速度で割った値は、噴射速度が小さいときと大きいときに発散する。噴射速度が零に近づくと、増幅率が噴射速度に独立なレーリーの解に近づき、また、噴射速度が大きいと、最大増幅率が噴射速度の3乗に比例するテラーの解に近づくからである。従って、その値は、表面変形への気体運動の寄与が有意になる気体ウェーバー数が $O(1)$ になる噴射速度で極小値を取る。すなわち、極小点の近くでは、考えている量の噴射速度に対する依存性は小さいので、気体ウェーバー数が $O(1)$ になる噴射条件での不安定波の最大増幅率は噴射速度に比例することが知れる。この関係は、興味深いことに、剪断層の不安定性の速度段差に対する依存性と同じである。このように増幅率が噴射速度に比例するときには、分断距離は噴射速度に独立になる。実験で得られた(ノズル出口から測った)分断距離の測定結果(図8)を見ると、ばらつきが大きいので明確なことは言えないが、気体ウェーバー数が $O(1)$ になる噴射速度、分断距離はウェーバー数に独立になっているように見える。ウェーバー数の減少に伴って噴射速度への依存性が現れているのは、図6に見るように、下流に行くに従って不安定波の増幅率が減少する結果であると考えられる。図には、比較のため、本実験と同じタイプのノズル(直線オリフィス直径3mm, 長さ12mm)を使用して、1気圧室温状態で水を空気中に噴射したときに得られたレーリーの不安定性による分断距

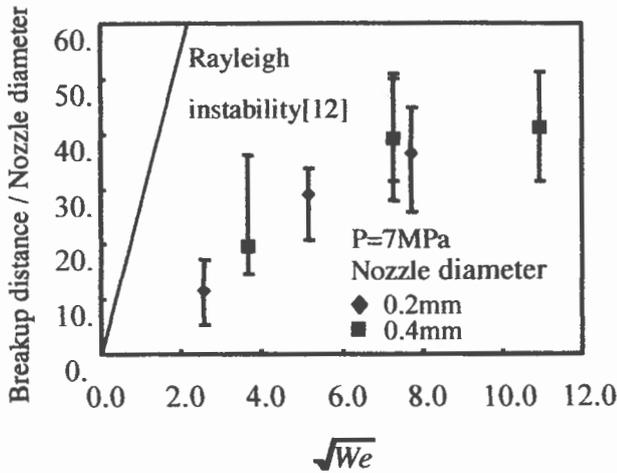


Fig. 8 Dependence of breakup distance on jet speed

離のグラフ[12]も記入してある。本実験で出現した不安定波がレーリーの不安定性に比べて強いものであることはあきらかである。

(3) 図6からわかるように、ウェーバー数が大きくなると、最も成長の早い不安定波の波長が短くなり、噴射液は分断されなくなる。このときには軸対称な波ばかりでなく、噴射軸方向から傾いた波も現れ、非線形的な発展を経て、噴射液の表面から波長に対応して、細い液糸が形成されるようになる。そこで、今まで噴射液そのものに対して考えていた図6を噴射液から作られた液糸に対する図に読みかえよう。すると、次のことが言える。仮に、液糸とその周囲の気体との間の相対速度が噴射液の噴射速度と同じ程度であるとしても、代表長さ(2a)が、液糸の直径に移って大幅に縮小するので、ウェーバー数が小さくなる。その結果、液糸に対して最大増幅率を与える波の波長は、分断限界波長より長くなって、上で述べた機構によって液糸は分断できる(図2の意味)。このことより、本節で述べた液柱の分断機構の解明が乱流微粒化を考える上でいかに重要であるかがわかる。

3.2. ノズル出口でのレーリー・テラー不安定波の励起 (フィードバックループ形成)

3.2.1. 擾乱の上流への伝播とノズル出口での反射

線形安定性理論は所与の擾乱の発達の有無を予測するのに、この理論の適用に際しては初期擾乱の存在が前提になっている。しかし、層流状態で噴射された液体が不安定化するのに必要な初期擾乱は、不安定化した流れ自体からもたらさなければならない。このことより、噴射液の不安定性を論ずるには、定常的に不安定波を作るフィードバックループにも言及しないと意味がない。

低圧型低速噴射液の不安定性を観察してわかる事柄は、噴射液の太さがノズル出口においても周期的に変化していることである。ノズル内を層流状態で流れてきた噴射液に対して、このような変化が起きるのは、下流の乱れの影響

を受けているためであると考えられる。下流の擾乱が上流に伝わる経路には2種類ある。一つは気相を通した伝播である。雰囲気は静止しているので、下流に乱れがあれば、その影響は必ずノズル出口まで達する。しかし、擾乱源からノズル出口までの距離が増すと、伝播する擾乱波の強度は急激に減衰する。また、雰囲気密度は噴射液の密度に比べて小さいので、たとえ、ノズル出口での気体(濃度境界層が非常に薄いことより、気体の密度は雰囲気密度に等しいとする)の乱れ速度が噴射速度と同程度であったとしても、それによって噴射液の表面に波数 k の有意な変形がもたらされるためには $0.5\rho U^2 > \sigma / (\pi/2k) > 1$, すなわち、

$$2\pi / (ka) > 8(\rho_* / \rho) / We \quad (2)$$

の条件を満たさなければならない。従って、気相を通した擾乱がノズル出口での液面変形に影響するのは、高速噴射の場合に限られると考えて良い。よって、低速噴射では、液相を通した擾乱の伝播、すなわち表面張力波の伝播が問題になる。非粘性理論に準拠して、この問題を考えると、以下の事柄が言える。

簡単のため、噴射液の表面の熱力学的状態はどこでも同じであると仮定する。下流のある位置(剪断層厚み δ の大きさで同定される)で発生した波数 k の表面張力波(中立波)の上流への伝播を考える。噴射液に乗って観察したときの表面張力波の伝播速度を $c_r(k; \delta)$ (下流方向を正に取って考えるので負の値になる)とする。証明は省略するが、剪断層厚みが大きいところから上流に遡る波は必ずノズルに達することが示せる。しかし、剪断層厚みの変化によって伝播速度が変わるので、波数が変化(変調)する。そこで、ノズル出口に達したときの波の波数を k' とすると、実験室系で見た伝播速度は、 $c_r(k; \delta=0)+U$ であり、

$$\frac{c_r(k; \delta)+U}{k} = \frac{c_r(k'; \delta=0)+U}{k'} \quad (3)$$

の関係が成立する。ノズル内部に表面張力波は進入できないので、ノズル出口に達した波は、そこで反射する。反射波の波数を k'' 、伝播速度を $c_r(k''; \delta=0)$ (正值)とすると、ノズル出口における入射波と反射波の振動数 f は同じでなければいけないので、

$$f = -\frac{c_r(k'; \delta=0)+U}{2\pi k'} = \frac{c_r(k''; \delta=0)+U}{2\pi k''} \quad (4)$$

が成立しなければいけない。これより、

$$k'' = -\frac{c_r(k'; \delta=0)+U}{c_r(k''; \delta=0)+U} k' \quad (5)$$

を得る。この式は、噴射速度によるドップラーシフトを受

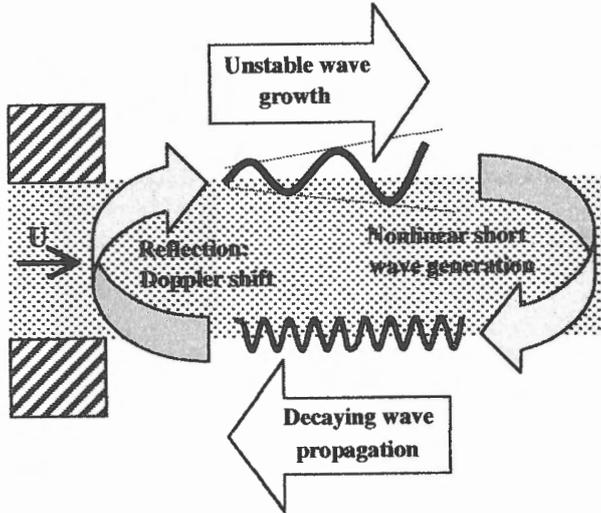


Fig. 9 Excitation of Taylor instability at nozzle exit

けて反射波の波長が長くなることを示しており、入射波の波長によっては、反射波の波数が図6の不安定域に入り、中立な入射波がノズル出口での反射によって、不安定波に転化する現象が起きることが知れる。実験で観察された定常的なノズル出口での不安定波の生成は、このような機構によって維持されていると考えれば納得できる。特に、擾乱波の発生位置としてノズル近くの位置を考えれば、上述の機構は、ノズル出口近くでの自動的な不安定波の発生機構を与えることになる。そこで、次に、このようなノズル出口 ($\delta \sim 0$) での自動的な不安定波の生成を引き起こす条件を拡張レーリー・テラー解を用いて調べよう。

剪断層が薄いときの擾乱波の複素位相速度 $c = c_r + ic_i$ は次式によって与えられる[6]。

$$\hat{c}_{\pm 1} = \frac{I_0(\hat{k}) \pm \sqrt{-\varepsilon \frac{K_0(\hat{k})I_0(\hat{k})}{K_1(\hat{k})I_1(\hat{k})} + \left\{ \frac{I_0(\hat{k})}{I_1(\hat{k})} + \varepsilon \frac{K_0(\hat{k})}{K_1(\hat{k})} \right\} \frac{1}{We} \left(\hat{k} - \frac{1}{\hat{k}} \right)}}{\frac{I_0(\hat{k})}{I_1(\hat{k})} + \varepsilon \frac{K_0(\hat{k})}{K_1(\hat{k})}} \quad (6)$$

ここに、複素位相速度 c と波数 k はそれぞれ噴射速度 U と液柱半径 a によって無次元化してある。 ε は噴射液表面での気体と液体の密度の比を表す。ウェーバー数は、これまでと同様に、 $We = \rho_* U^2 a / \sigma$ によって定義している。関数 I_i, K_i は第1, 2種 i 次の修正されたベッセル関数である。噴射液の表面が臨界混合条件に近い状態にあると、 ε は1に近い値を取り、表面張力 σ が零に近くなる。

図10に $\varepsilon = 1$ と置いた場合の計算結果を示す。斜線領域で不安定波が存在する。不安定波は噴射液よりおそい速度で流下する。不安定域の境界を与える波数 $k_{\#}(We)$ は、式(6)の平方根の引数が零になる条件から定まる。このときの波の伝播速度を $c_{\#}(We)$ とする。

考えている非粘性解では、不安定域に属さない波は中立である。中立波には伝播性があり、噴射液に乗って観察したとき上流に伝わる波と下流に伝わる波との2種類がある。一点鎖線は、実験室系で観察したとき、上流に伝わる中立波が定在する条件を表す。この条件は、中立波の存在域において、式(6)の複号で負の符号を取って得られる位相速度が $\hat{c}_{r-} = -1$ となる条件(波数 $k_1(We)$)として求まる。波数が k_1 より高い波は上流に遡る。しかし、波数が大き過ぎるとノズル出口で反射しても、反射波の波数が不安定域に入らない。反射によって不安定化する限界の波数 k_2 は、式(5)より、反射後の波が不安定域の限界波数 $k_{\#}$ に一致する条件として算出され、図の破線のようになる。従って、一点鎖線と破線に挟まれた領域の波数を持った波だけがノズル出口に達して不安定化することになる。 k_1 と k_2 の差は大きくないので、ウェーバー数の大きいところでは、一点鎖線と破線が重なって1本の線になっている。つまり、特定の波数の波だけが上流に伝わってレーリー・テラーの不安定性を励起することがわかる。

3.2.2. 粘性の効果

以上は粘性を無視した解析から導かれる知見である。実際には粘性の存在によって、非常に波数の高い波は伝播しない。ここで問題になる上流に伝播する波としては比較的波数の高い波が対象になるので、噴射液の曲率と流れの影響を無視した平面問題で、粘性が表面張力波の特性に及ぼす影響を調べよう。正弦状の表面張力波の複素位相速度 c の決定式は容易に導けて式(7)のようになる。

ここに、波数 k と速度 c は、便宜的に噴射液半径 a を導入して、 $\hat{c} = \sqrt{\rho_* a / \sigma}$ 、 $\hat{k} = ka$ によって無次元化してある。パラメータ β とオーネゾルゲ数 $Z = \mu_* / \sqrt{\sigma \rho_* (2a)}$ との間には $\beta = 1 / (\sqrt{2} Z)$ なる関係がある。

実験条件での物性値を表1に示す。圧力を変えても気液相の密度および粘性係数の比は余り変化しないが、表面張力の変化によって β の値は大きく変化する。密度比と粘性係数比をそれぞれ $\rho_* / \rho = 1 / \varepsilon = 20$ と $\mu_* / \mu = 2$ に固定して考える。実験の β の値は10程度の大きさである。 $\beta = 10$ の場合に対して c の値を波数に対してプロットすると図11のようになる。これより伝播性を示す波の波数と伝播速度の大きさには上限があり、しかも波数の高い波は減衰率が

$$\hat{k} = \frac{-2 \left[\sqrt{1 - \frac{i v_*}{k} \beta \hat{c}} + \sqrt{1 - \frac{i}{k} \beta \hat{c}} \right] \hat{c}^2 + i \left[\left[1 - \sqrt{1 - \frac{i}{k} \beta \hat{c}} \right] - \frac{\rho_*}{\rho} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{i v_*}{k} \beta \hat{c}} \right] \right] \left[\frac{\mu}{\mu_*} \left(1 - \frac{i v_*}{k} \beta \hat{c} \right) - \left(1 - \frac{i}{k} \beta \hat{c} \right) \right] \hat{k} \frac{1}{\beta} \hat{c}}{\frac{\rho_*}{\rho} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{i v_*}{k} \beta \hat{c}} \right] + \left[1 - \sqrt{1 - \frac{i}{k} \beta \hat{c}} \right]} \quad (7)$$

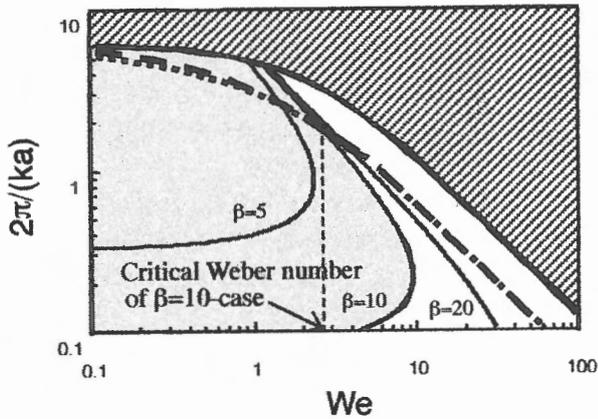


Fig. 10 Capillary wave responsible for Taylor instability excitation at nozzle exit

大きくなって遠くまで伝わることが知れる。圧力を定めれば β の値が決まる。所与の β に対して噴射速度 U が図 11 の伝播速度 c_r より小さければ ($c_r > U$)、ノズル出口に向かって表面張力波が伝播する。この条件を満たす波の存在域を図 10 に重ねて描くと灰色の領域になる。勿論、この結果は、噴射液の曲率の影響を無視した計算によっているので、波長が噴射液半径より大きいときには当てはまらないが、波長が短いときには良い近似で成り立つと考えられる。このように粘性を考慮すると、図 10 の一点鎖線と破線に挟まれた領域で、灰色の領域からはみ出した部分は実現しないものになる。すなわち、そのような噴射条件では、下流の擾乱が表面張力波としてノズル出口に伝わって、そこにレーリー・テラーの不安定性を励起することができない。所与の β の値に対して限界のウェーバー数を破線と灰色の境界の境界線の交点の値として定義できる。噴射液のウェーバー数が限界ウェーバー数より小さくなる条件であれば、ノズル出口から定常的に不安定波が発達する状態が現れる。この状態は、前に述べた低圧低速噴射条件で見られる噴射液の不安定性に対応する。逆に、噴射液のウェーバー数が限界ウェーバー数を越える噴射条件では、どの位置からも不安定化する波の伝播がないので、定常的にノズル出口から発達する不安定性が実現することができない。圧力を上げると、表面張力の減少によって β の値が小さくなり、限界ウェーバー数が小さくなるのに対して、ウェーバー数は大きくなる。そのため、噴射速度を固定して、圧力を上げていくと、ある圧力でウェーバー数が限界ウェーバー数を越えて、ノズル出口からの不安定波の成長がなくなることがわかる。かくして、ある圧力を越えるとノズル出口でのテラーの不安定性が消失するという実験で見出された現象が説明される。しかし、ノズル出口でのレーリー・テラーの不安定性の励起がなく噴流が層流状態を保ったとしても、 $\rho U^2 \delta / \sigma > 1$ を満たすウェーバー数より小さいと、レーリー・テラーの不安定性が効く不安定領域は依然存在しているの、別の要因によって適当な擾乱

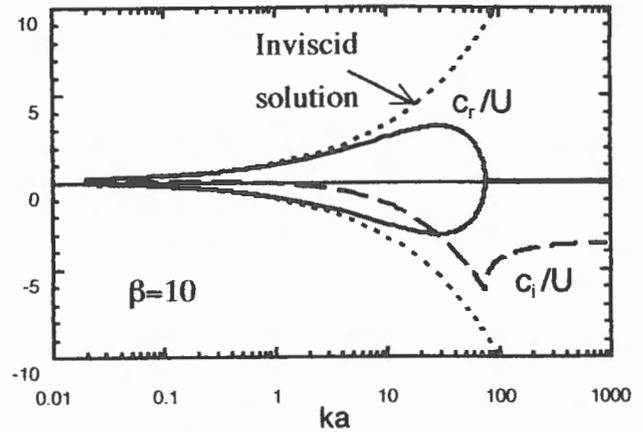


Fig. 11 Viscous solution of complex phase speed

が与えられれば、そこで不安定波が成長する。これが、実験で観察されたように、高圧で層流化された噴射液がノズルから遠く離れた位置で分断に繋がる不安定性が発生する理由であると考えられる。

β が大きな値を取る非粘性の極限では、図 10 の一点鎖線と灰色の領域の境界線が一致し、全てのウェーバー数にわたってノズル出口でのテラーの不安定性の励起が可能になる。表面気液密度比が小さく且つ表面張力が大きな値を取る低圧では、これに近い状況になり、高速噴射で波長の短いテラー不安定波がノズル出口に励起されることになる。勿論、噴射液が元々乱流状態にある場合には、乱流によってノズル出口から定常的に不安定な表面張力波の励起が可能になるが、高速でも層流噴射が実現できれば、臨界ウェーバー数を越える噴射速度でノズル出口でのテラーの不安定性の発生が止むと考えられる。

4. 結論

近臨界混合表面液ジェットの微小重力実験による発見から出発して、近臨界混合表面液ジェットのレーリー・テラー不安定波の理論的考察を行い、従来の微粒化理論で看過されていた下記の重要な知見を得た。

低速噴射で起きるノズル出口からの不安定波の成長は、下流から上流に伝わる短い波長の表面張力波が、ノズル出口で反射して、波長が長くなって不安定化することによって生じる。このときに発生する短い間隔での噴射液の分断の機構は、剪断層の不安定性を考慮して説明できる。表面張力が小さくなるか噴射速度が大きくなってウェーバー数が大きくなると、液相を通した擾乱のフィードバック機構が効かなくなるので、さらにウェーバー数が大きくなり、気相を通したフィードバックが十分効くようになるまでノズル直下の不安定性は消失する。このときには、ジェットの流体力学的な不安定性の発現を待つて液柱の分断が起きるようになる。さらに大きなウェーバー数では、静止気体

相を通して擾乱のフィードバックができるので、定常的な不安定性が実現し、液糸を形成して乱流微粒化がもたらされる。

本研究は(財)日本宇宙フォーラムの宇宙環境利用に関する公募地上研究(重点研究)と文部科学省科学研究補助金(基盤研究(B))の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

References

1. Lefebvre, A.W., *Gas Turbine Combustion*, Hemisphere, New York, 1983, pp.371-457.
2. Chigier, N.A., in the *Proceedings of the Fifth ICLASS*, Begell House Inc., New York, 1991, pp. 1-15.
3. Lasheras, J.C., Villermaux, E. and Hopfinger, E.J., *J. Fluid Mech.*, 357: 351-379 (1998).
4. Yang, V., *Proc. Combust. Inst.*, 28: 925-945 (2000).
5. Bellan, J., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 26: 329-366 (2000).
6. Umemura, A., and Wakashima, Y., *Proc. Combust. Inst.*, 29: 633-640 (2002).
7. Rayleigh, Lord, *The Theory of Sound*, vol.2, Dover, NY, (1945) pp.360-362.
8. Kambe, T., and Drazin, P.G., *Fluid Dynamics Stability and Turbulence*, University of Tokyo Press, Tokyo, 1998 (in Japanese).
9. Batchelor, G.K., *Collected Works of G.I. Tabor*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1958).
10. Umemura, A., *Journal of the Combustion Society of Japan*, 45:49-61 (2003) (in Japanese).
11. Visualization Society of Japan Ed., *Handbook of Particle Image Velocimetry*, Morikita Publishing Co., Tokyo, 2002 (in Japanese).
12. Hiroyasu, H., Arai, M., and Shimizu, M., in the *Proceedings of the Fifth ICLASS*, Begell House Inc., New York, 1991, pp. 275-282.