



液体噴流分裂現象の周波数解析

(第1報, 噴流表面波の周波数遷移)

Frequency Analysis for Distribution Phenomena of Liquid Jet
(1st Report: Frequency transition of the Jet Surface Wave)

天谷賢児, 新井雅隆
(Kenji AMAGAI) (Masataka ARAI)
群馬大
(Gunma Univ.)

This paper presents a frequency analysis to investigate the disintegration phenomena of liquid jet injected from a round nozzle. Wave motions on the surface of the liquid jet at various axial positions were detected by a photo sensor. They were processed by a FFT analyzer, and the spectrum structure and main frequency were extracted under the various Reynolds number conditions of the jet. In the laminar jet region, discrete peaks of spectrum components were observed on the breakup point. In the turbulent jet region, it was confirmed that the broad band components appeared in the spectrum. The frequency vs. jet Reynolds number curve was obtained by the measurement of the main frequency at breakup point under the Reynolds number ranged from laminar to turbulent flow. Results showed that the curve of main frequency was very similar to the curve of breakup length.

Keywords: Liquid Jet, Disintegration, Instability, Droplet Formation, Frequency Analysis, Power Spectrum

1. 緒言

円筒ノズルから静止気体中に噴出する液体の分裂現象に関してはRayleigh⁽¹⁾による安定性理論の展開以来、極めて多くの理論ならびに実験的な研究がされてきた。この安定性理論では静止気体中に静止した液柱が存在する場合に、その表面に発生する表面張力に基づく不安定波が調べられていて、その最大増幅率波長と成長速度をもとに、実際の円筒ノズルから噴出する液柱について分裂長さ(連続部長さ)や液滴径の予測が試みられてきた。

このような安定性理論に基づく波動の解析の手法は噴流の噴出速度が比較的遅い定常流の場合には現象をよく表現しているが、噴流内部に乱流変動的な流れが発生する場合には理論的取り扱いができなくなっている。これは、安定性理論が規則的な波動の増幅という形で現象を記述しようとしているのに対して、高速噴流の分裂現象が乱流変動に起因する不規則な界面の不安定波動に基づくためと推定され、不規則変動波の解析という観点からの研究が今後必要であると思われる。

そこで、本研究では液体噴流の分裂現象について規

則波および不規則波のいずれに対しても同一の尺度で評価が行なえる周波数解析の手法を取り入れ、周波数空間で液体噴流の分裂現象がどのように表現されるかを調べた。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略を図1に示す。噴流を形成するための円筒ノズルは内径4mmと6mmのものを用いた。ノズル出口において十分発達した流速分布が得られるように直管部長さが管径の50倍のものを用いた。また、ノズル出口は直角に切断した形状であるが、不用な乱れの発生を抑えるためにノズル端面はできるだけ精密に仕上げた。噴出液体は水道水とし、加圧タンクより供給した。噴出流量はオーバルギア形の精密流量計で計測した。噴流の分裂の様子はストロボ光による肉眼観察のほかカメラによっても撮影した。

液柱表面の変動を検出するための検出装置の概略を図2に示す。これは光学的な通過センサーを改良したもので、シート光源と受光部より構成されている。受光部は入射するシート光の積分強度を電圧として出力するもので、シート光を物体が遮ることで電圧降下が生じる。シート光を液柱や液滴が通過する場合にはそ

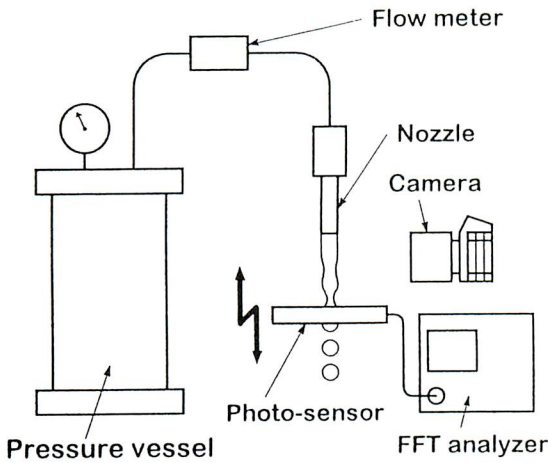


Fig.1 Experimental apparatus

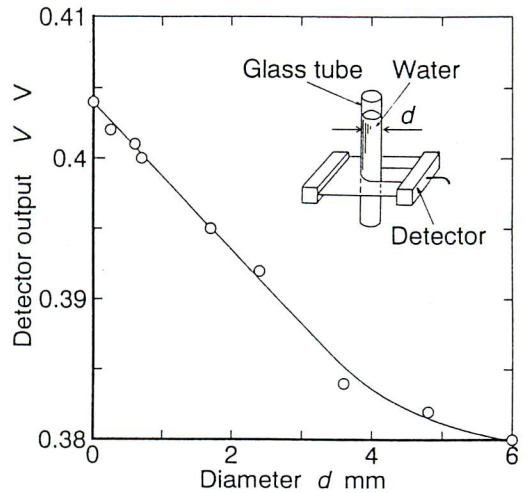


Fig.3 Sensitivity of photo-detector

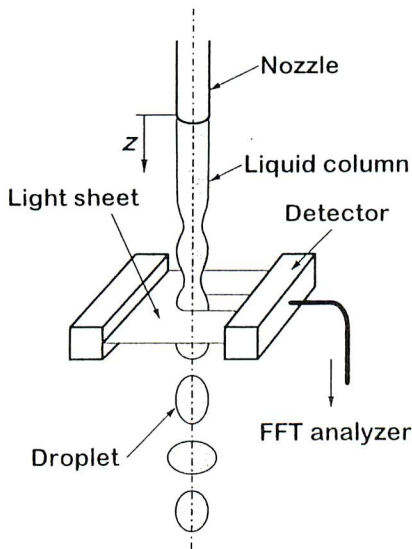


Fig.2 Photo sensor

れによる減衰以外に屈折や液面での反射が生じるために、受光部ではこれらを伴った光の総和が検出されることになる。したがって、噴流表面の変位や液滴径を直接検出しているわけではないが、ここで行う解析では変動の周波数成分のみが問題であり、噴流表面の変位や液滴径に線形に対応する信号は必ずしも必要としない。ただし、噴流表面の微小変位に対する検出感度と応答速度は検出装置として必要である。検出感度を確認するために様々な太さのガラス管に水を充填し、

それをシート光中に挿入した場合の出力電圧を調べた。その結果を図3に示す。これより、少なくとも0.25mm程度の変位が検出できること、液柱径が4mm以下の場合には液柱径と出力電圧降下の間に直線関係があることが確認できた。ただし、シート光の厚さは約1.2mmであり、これ以下の波長の波は検出できない。また、この検出装置はノズル軸方向の任意の高さに設定できるようにしてある。検出された電圧信号はFFTアナライザ（小野測器製、CF350）を用いて周波数スペクトルに変換した。

3. 実験結果および考察

3.1 噴流の基本特性

まずはじめに、ここで対象とした噴流の基本特性を調べた。図4はノズル径 $D=4$ mmと6 mmにおける噴流の平均の分裂長さ L_b のレイノルズ数 Re に対する変化を調べた結果である。ここで L_b はストロボを用いて目視観察によって求めた。図の縦軸はノズル径で規格化してある。また、レイノルズ数は噴出流量 Q を用いて次式で定義した。

$$Re = \frac{4Q}{\pi \nu D} \quad (1)$$

ここで、 ν は水の動粘性係数である。 L_b の Re に対する変化は従来からの研究結果とほぼ一致した^(2,3)。また、分裂様式についても従来の報告と一致していた。ここ

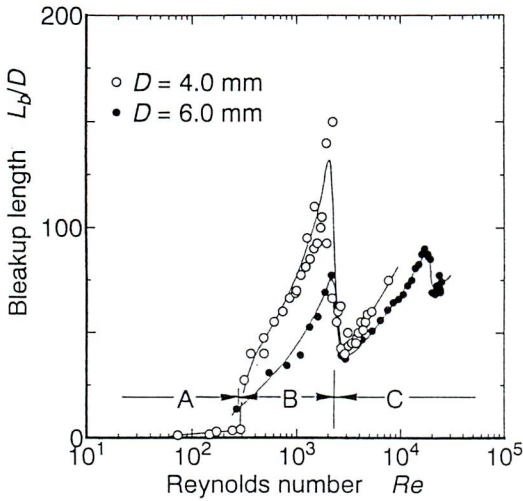


Fig.4 Breakup length

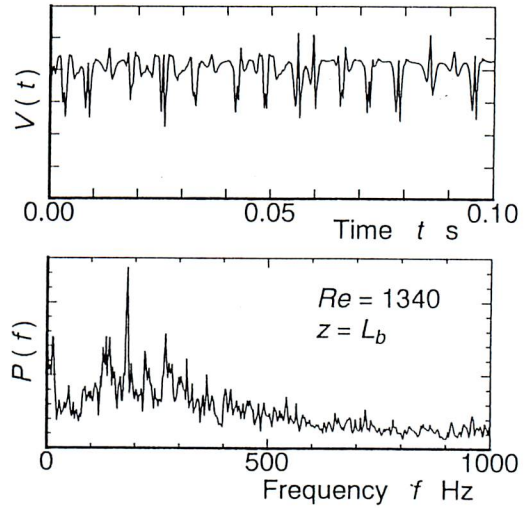


Fig.6 Time series of signal intensity and power spectrum for laminar breakup of a jet

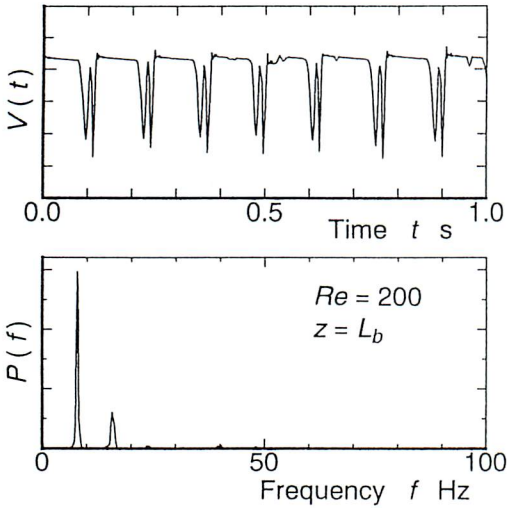


Fig.5 Time series of signal intensity and power spectrum for droplet formation

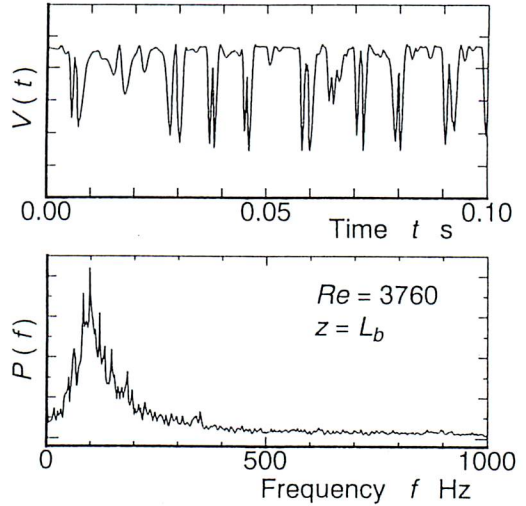


Fig.7 Time series of signal intensity and power spectrum for turbulent breakup of a jet

では、図4の領域A, B, Cをそれぞれ滴下分裂領域、層流噴流からの分裂領域、乱流噴流からの分裂領域と表現する。

Scheele and Meisterは滴下から層流噴流への遷移流量 Q_1 を次式で与えている⁽⁴⁾。

$$Q_1 = 1.36 \sqrt{\frac{\sigma D^3}{\rho} \left(1 - \frac{D}{1.24V^{1/3}}\right)} \quad (2)$$

ここで、 σ は表面張力、 ρ は液体の密度、 V は滴下液滴の体積である。ただし、 $\rho = 998.9 \text{ kg/m}^3$ 、 $\sigma = 72.8 \text{ mN/m}$ である。また、流量と生成粒子数から $V^{1/3} = 4.53 \text{ mm}$ を得た。本実験で得られた Q_1 は $D = 4 \text{ mm}$ の場合に $1.3 \text{ cm}^3/\text{s}$ で、式(2)から得られる値は $1.5 \text{ cm}^3/\text{s}$ となりほぼ一致した。

層流噴流から乱流噴流への遷移レイノルズ数 Re_2 につ

いては柵沢の実験式があり⁽³⁾, 安定数 $St = v / \sqrt{\sigma D / \rho}$ を用いて次のように与えられる.

$$St^{0.12} Re_2^{0.39} = 10 \quad (3)$$

実験で得られた Re_2 は $D=4\text{mm}$, 6mm のそれぞれの場合ともに2300から2500の範囲であり, 式(2)から得られる値2340および2890にほぼ一致した. 以上で示したように, ここで対象としている液体噴流は, 従来の研究で

得られた噴流の基本特性をほぼ満足していることが確認できた.

3.2 噴流表面波の周波数解析

液体噴流の分裂現象における特徴的な空間尺度として, 分裂長さが考えられる. そこで最初に, 分裂点位置 ($z=L_b$) に信号検出装置を設置し, そこで得られる信号の周波数スペクトルを求めた. この位置の計測が

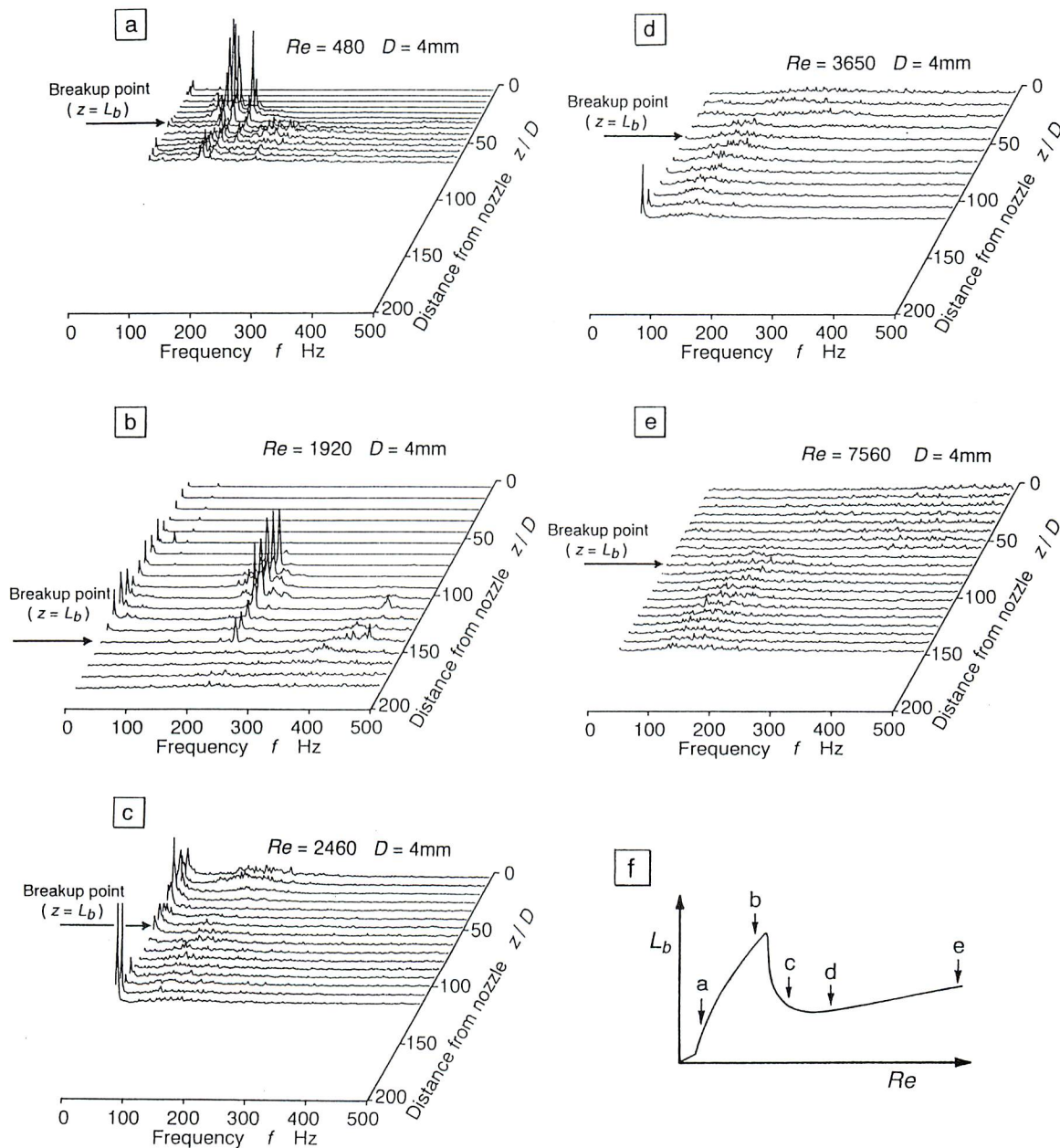


Fig.8 Spectrum structures of surface waves on jets

らは、液柱の分裂に伴う液滴生成時の変動が求められる。図5, 6, 7は $D=4\text{mm}$ のノズルについて、滴下分裂、層流噴流からの分裂、乱流噴流からの分裂についての電圧変動の時間変化、およびその周波数スペクトルの例を示している。ただし、ここで示したスペクトルは直流成分を削除したパワースペクトルで、リニアスケールで表示してある。

滴下状態では極めて規則性の高い周期的な信号が図5の上段のように得られる。この信号例では7回の電圧変動が見られる。一回の電圧変動は現象の観察と対比させた結果、液滴の通過に対応することが明らかになっている。この変動を詳細に見ると、一つの液滴の通過に対して一度電圧降下が生じた後、電圧が上昇し、再び電圧降下が生じている。この電圧が一度上昇する理由は、液滴の中心がシート光を通過する際に、レンズ効果を生じて受光部への入射光強度が増すためと考えられる。この結果を周波数空間で表現した下段の図では、スペクトルに極めて鋭いピーク（基本周波数）が現れ、この周波数が液滴の生成周波数（図では約7.5Hz）と対応している。すなわち、液滴形成が極めて規則的に行われていることを示している。また、出力信号は規則的なサイン関数波形と異なるために、基本周波数の倍周波数のピークも現れている。

図6は $Re=1340$ の層流噴流の場合である。この場合はRayleighの不安定性解析の対象となる領域と考えられるが、電圧信号波形を見るとこの領域での分裂と液滴の生成過程には不規則変動が混在していることがわかる。パワースペクトルでは、180Hz付近に基本周波数と思われるピークが見られるが、それ以外にも多くの周波数成分が分散して含まれている。図7の $Re=3760$ の乱流噴流の分裂の場合には100Hz付近に基本周波数が見られた。この場合にはスペクトルは連続的で、 $Re=1340$ の場合とはスペクトル分布全体の形状が異なっていた。

次に、上述したスペクトルを噴流の液柱部分および分裂後の液滴列全体にわたって求めてみた。すなわち、検出装置をノズル出口から分裂点の下流まで等間隔に移動させ、それぞれの位置でスペクトル波形を求めた。測定条件のレイノルズ数としては図4の分裂長さ曲線の特徴的なところを選んだ。結果を図8aからeに示す。また、fは測定条件のレイノルズ数と分裂長さの概要である。図8aからdに対応する噴流の写真例を図9に示した。

図8aの $Re=480$ の場合は層流液柱からの分裂であり、分裂点（図中の矢印）上流から卓越した周波数成分が発生していた。この最大ピークの周波数は約100Hzで、

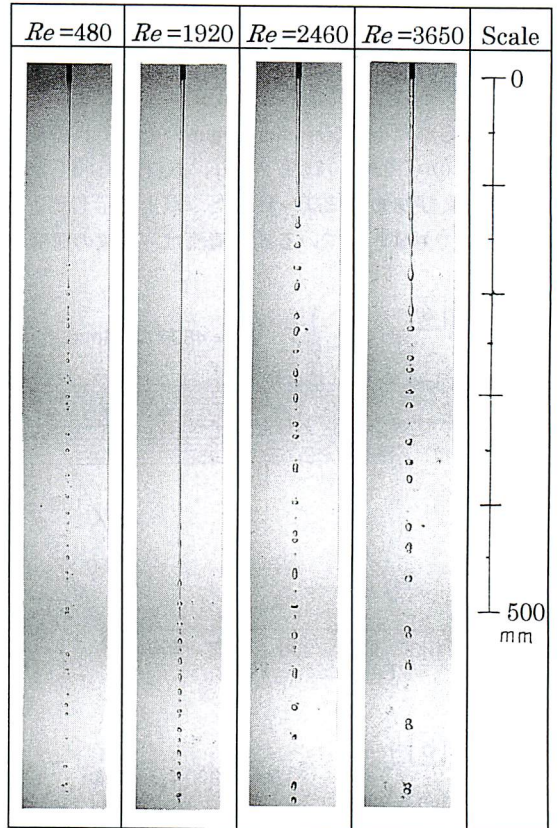


Fig.9 Photographs of jet surface wave

分裂点より下流についてもその周波数成分が保存されていた。また、分裂点付近では卓越した周波数ピークの高さが急速に低下し、基本周波数の二倍の約200Hzの高調波とさらに周波数が高く広がりを持った成分の出現が顕著であった。これは、分裂時に基本周波数以外の変動が生じていることを表しており、またこの特徴が分裂点付近のみに見られることから、分裂した瞬間に生じる微細液系の急速な収縮や液滴の振動などの変動が相乗されているものと思われる。

図8bの $Re=1920$ の場合にも分裂点より上流からひとつの卓越した周波数成分が現れることがわかる。この周波数は約230Hzで $Re=480$ の場合よりも高周波側に現れた。これは、後述するように、分裂長さが長くなり分裂する液柱の直径が小さくなったために、分裂を生じる波長が短くなったためと考えられる。また、分裂点近傍では高周波成分が現れ、分裂点より下流では特徴的なピークが消失していることがわかる。これは、 $Re=480$ の場合と同様に噴流表面波の変動以外の因子が分裂に伴って現れることに加えて、形成される液滴列

が不規則な配置になっているためである。これは、図9の写真によって確認できる。図8b, cでは数Hzのごく低周波数のところにもピークが現れるが、これは分裂と無関係な噴流の低周波脈動や計測系全体の電氣的ノイズと思われたので、今回の解析では対象外とした。

図8cは $Re=2460$ の場合であり、分裂長さが極大値を過ぎ、乱流噴流に遷移する領域のスペクトルを表している。層流液柱の場合と比較してスペクトル構造が大きく変化していることがわかる。すなわち、ノズル出口直後に100Hz付近を中心に連続的な周波数成分が現れ、分裂点上流で一旦消失した後に再び連続的な周波数成分が現れた。さらに、この傾向は図8d, eの $Re=3650, 7560$ の場合にも同様であった。また、レイノルズ数が増加するほど分裂点より上流側で見られる周波数成分は高周波側に遷移し、その周波数帯域も広がってゆくことがわかった。

乱流噴流からの分裂において分裂点上流での卓越した周波数成分の消失がひとつの特徴となっている。パワースペクトル波形の基本的な性格として、このことは、あるピーク波長の波が実質的に減衰した場合と、それと同じ程度の規則性を持つ周波数の異なる別の波が多数出現した場合の二通りの状態に対応している。ここで解析している分裂現象ではいずれにせよ変位が増大して分裂にいたるわけであるから、現象としては上述の後者の場合に相当する。すなわち分裂点上流で卓越した周波数が見られなくなる現象は分裂直前に無数の周波数モードの変動が起きていることを示している。言い換えれば分裂が行われる直前に不規則波に依存した界面変形状態が必ず存在していることを示している。図9の写真からも分裂点上部で規則性の無い波動が形成されていることが確認できる。

3.3 分裂点における基本周波数のレイノルズ数による変化

以上に示したように、層流噴流と乱流噴流で噴流表面波のスペクトル構造が大きく異なることがわかった。そこで、測定位置を噴流の分裂点 ($z=L_b$) に固定して、周波数スペクトルの中の基本周波数 f_m を求め、レイノルズ数 Re との関係を調べてみた。ただし、乱流噴流の場合には卓越した周波数成分がないので、連続的な周波数成分のうち最も高いピークの周波数を基本周波数として採用した。

得られた結果を図10, 11に示す。図には分裂長さの変化もあわせて示した。興味深いことに、レイノルズ数に対する分裂長さの変化と基本周波数の変化が極めて類似していた。このことは、液滴生成の周期に分裂

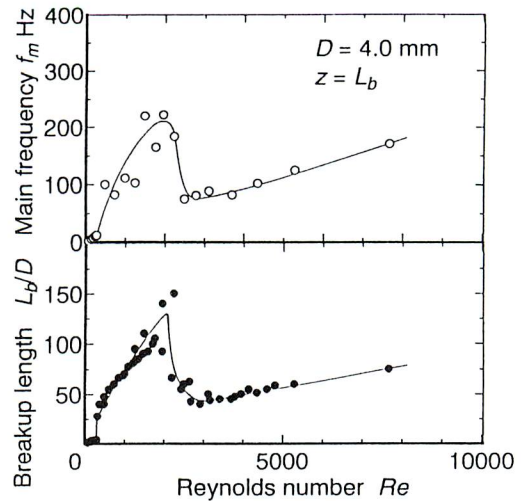


Fig.10 Main frequency and breakup length vs. Reynolds number ($D=4\text{mm}$)

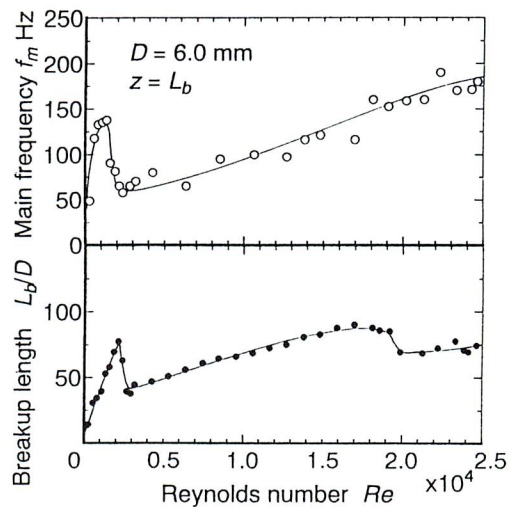


Fig.11 Main frequency and breakup length vs. Reynolds number ($D=6\text{mm}$)

長さが強く関与していることを示唆している。

滴下領域では分裂長さは極端に短く、液滴の生成頻度は液体の噴出流量に比例して増大する。これを反映して滴下領域ではレイノルズ数の増加に比例して基本周波数が増大するものと考えられる。

層流噴流の場合には、分裂長さの増大とともに基本周波数も高周波側に遷移してゆく。これは、測定位置がそれぞれの噴流に対して分裂長さの位置に固定されているので、液体の噴出流量が増大した場合、分裂点での単位時間当たりの液滴の形成頻度が増大すること

を示している。

層流噴流の場合に流量とともに基本周波数が高くなる理由は次のように考えることができる。噴流表面に現れる不安定波の速度が液柱の移動速度に一致しているとすると、噴出速度が増大すると観測点での波の通過速度が増し、変動周波数が高周波側に移行する。さらに、この領域ではRayleighの安定性理論が適用できると考えられており、これによって液柱表面に発生する最大増幅率波長 λ_m は式(4)のとおり液柱の直径 d に比例することが知られている⁽¹⁾。

$$\lambda_m = 4.5d \quad (4)$$

また、噴流はノズルを出ると重力によって加速されて鉛直方向に引き伸ばされるために、その直径が小さくなる。すなわち、分裂長さが増大すると液柱直径が小さくなり、これに伴い不安定波長も短くなるので、分裂点での変動周波数が高周波側に移動するものと考えられる。このような安定性理論との定量的な比較は次報で詳細に行なうことにする。

層流噴流から乱流噴流に遷移すると、分裂長さの短縮とともに基本周波数も低周波数側に移動し、極小値を取った後、レイノルズ数の増大に伴ってなだらかに高周波側に遷移してゆく。乱流噴流への遷移に伴う基本周波数の低周波数側への移動は以下のように説明できる。すなわち、図8c, d, eでは表面張力による不安定波以外の波動が乱流変動によって噴流表面に生じ、不安定波の成長が促進される。これによって分裂長さが短くなる。分裂長さが短くなると分裂位置での液柱の直径も大きくなり、液滴生成の周波数が低下する。これによってそこから生成される液滴の体積も増大するものと考えられる。

生成される液滴の体積が増加することは、図9の写真に示すように層流噴流からの分裂の場合より大きくかつさまざまな体積の流体塊が不規則に存在していることから確認できる。すなわち、乱流からの分裂の場合に基本周波数として採用した最大ピークの波長は分裂点において粗大粒子への一次分裂が発生していることを表している。さらに、その粗大粒子の大きさが一定とならないこととパワースペクトルが採用した基本周波数の周辺で広がりを持っていることが対応している。また、粗大粒子の生成と同時に微小粒子の発生もあるため、このことは分裂点上流で卓越した周波数の消失というスペクトル全体の挙動とも矛盾していない。

図11の $D=6\text{mm}$ の場合には $Re=19200$ 付近に分裂長さの減少が見られるが、基本周波数には大きな変化は見られない。この分裂様式の遷移点以降では写真観察の

結果非軸対称的な液柱の蛇行と分裂が生じている。ここで用いた検出装置は噴流の主流方向に垂直な面内を通過する液体全体による光量変化を検出するために、軸対称的な分裂と非軸対称的な分裂の差を検出することはできなかった。非軸対称な波が発生すると分裂長さは短くなるが、蛇行に沿った液柱長さを考えれば分裂にいたるまでの実質的な長さは大きく変化せず、周波数特性には顕著な変化が現れなかったと考えている。

4. 結 論

円筒ノズルから噴出する液体噴流の分裂現象に関して、周波数解析を試み以下の結論を得た。

- (1) 滴下領域では極めて規則性の高い分裂が生じ、単一の周波数成分からなるスペクトルが観察された。層流噴流からの分裂では卓越した周波数成分以外にいくつかの離散的な周波数成分が現れるが、乱流噴流からの分裂では連続的な周波数成分が現れる。
- (2) ノズル出口から下流方向に向かって、噴流表面波のスペクトルの変化を調べると、層流噴流の場合と乱流噴流の場合で噴流軸方向へのスペクトルの遷移形態が異なる。すなわち、層流噴流の場合には分裂点の上流で卓越した周波数成分が現れ、その周波数成分を保存しながら分裂が生じる。
- (3) 乱流噴流ではノズル出口近くに連続的な周波数成分が現れる。パワースペクトル波形としてみると、分裂点上流でこの周波数成分の顕著さは消失し、分裂点近くにおいて別の連続的な周波数成分が特徴として現れる。
- (4) 分裂点におけるスペクトルから基本周波数を求め、レイノルズ数に対する基本周波数の変化を調べると分裂長さの変化と基本周波数の変化に強い相関がある。

謝辞 本研究を行なうのにあたり、本学学生秋本聡君（現在日本ブレーキ工業(株)）と小野寺論君の協力を得た。ここに謝意を表す。

文 献

- (1) Lord Rayleigh, The theory of sound Vol.II, Dover Publications, (1945), 351.
- (2) 棚沢, 豊田, 日本機械学会論文集, 20-92 (1954), 299.
- (3) 棚沢, 豊田, 日本機械学会論文集, 20-92 (1954), 306.
- (4) Harkins, W.D., and Brown, F.E., J. Am. Chem. Soc., 41 (1919), 499.