

鉛直下向き液柱流の分散について

松 村 博 久・野 田 あ ず さ*

(受理 昭和 49 年 5 月 30 日)

ON THE BREAKUP OF LIQUID JET EJECTING DOWN VERTICALLY

Hirohisa MATSUMURA and Azusa NODA

Although the breakup of liquid jet has been the object of numerous experimental and theoretical investigation, the problem of contracting liquid jet is by no means solved.

The purposes of this study are understanding of the various phenomena which play a role in axial symmetric (laminar flow region) or sinuous (turbulent flow region) disturbance on surface of liquid jet and making clearly on the correlations of breakup pattern, breakup point and continuous length of a disintegrating liquid jet. Then the experimental results are reported principally on the photographic analysis.

1. 緒 言

ノズルから空気中へ液体を噴出させる時、流出速度の非常に大きい場合にはノズル出口近くで、また流出速度の比較的小さい場合には、ノズル出口よりかなり下流で、液柱流は分散現象を生ずる。このような現象は機械工学、化学工学ならびに農業工学などの広い分野においてしばしば観察されるが、液柱流の分散機構のは握はいまだに十分でない。

空気中における液柱流の分散について、従来から多くの研究者により実験的および理論的解析が試みられているが、流動方向に液柱直径の変化があるような鉛直下向き流柱流の分散に関する研究は比較的に少ないようである。鉛直下向き液柱流に関する研究には、棚沢一豊田¹⁾、楠井²⁾ならびに高橋一北村^{3),4)}などがある。

棚沢らは、内燃機関の燃料噴射に関する高圧高速液流の微粒化を報告しているために、液柱流の分散機構についての詳細な観察は行っていない。楠井は、噴口からあまり離れていない範囲における噴流形状について、ノズル形状の影響を実験的に調べ、液柱流の表面波を写真観察しているが、液柱流の分散過程については触れていない。高橋ら³⁾は、Weber⁵⁾の水平方向に流出する円筒状層流液柱に関する安定性理論を応

用して、鉛直下向きに流出し、直径が減少する液流の層流液柱長さおよび液柱の崩壊によって生成する液滴径に関する解析を行なっている。また高橋ら⁴⁾は、層流液柱長さおよび液柱の分散によって生成する液滴の大きさについての実験を行ない、その結果と前の研究³⁾で得た解析結果との比較検討をしている。

本研究では、高橋らの結果を確かめるとともに、楠井のように液柱流表面波の観察を行ない、これらを総合した液柱流の分散機構の解明に重点をおいた。すなわち、液柱流の軸対称表面波領域（層流域）と非対称表面波領域（乱流域）での液柱の分散点と液柱連続長さについて、またストロボストリークカメラを用いた連続写真の解析から、軸対称表面波の振幅、波長ならびに周期について調べた。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図 1 に示す。オーバフロータンク③からの水は、流量調節弁⑤および⑥を通り、サージタンク⑧を経てノズル⑨より鉛直下方へ流出する。サージタンクは、オーバフロータンクの水面とサージタンク出口の間で約 4 m の水頭が得られるように設置してある。

供試ノズル⑨は、精度的に良好な直円度と内面のな

* 本田技研工業株式会社

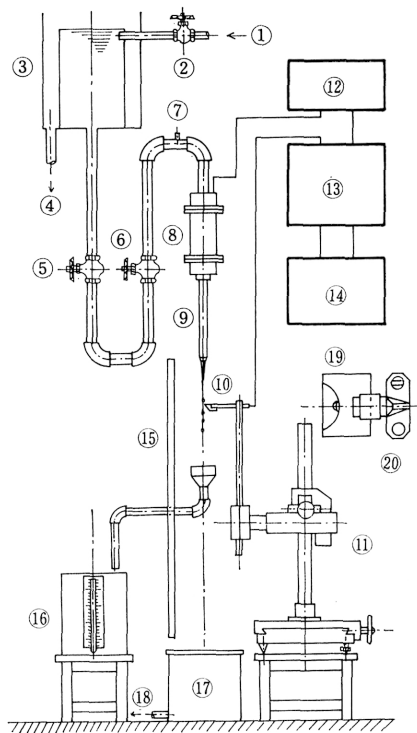


図1 実験装置の概略

- ① 給水 ② 給水弁 ③ オーバフロータンク
 ④ 排水 ⑤ 流量調節弁 ⑥ 流量調節弁 2
 ⑦ 気ほう除去栓 ⑧ サージタンク ⑨ ノズル
 ⑩ 触針 ⑪ 電動式触針移動装置 ⑫ 直流電源
 ⑬ 直流増幅器 ⑭ 電磁オシログラフ ⑮ 反射板
 ⑯ 貯水槽 ⑰ 受水槽 ⑱ 排水 ⑲ ストロボ
 ⑳ カメラ (ストロボストリークカメラ)

めらかさを得たもので、表1に示すような8種類のガラス管を用い、十分な助走区間が得られるようにすべての長さを管内径の約74倍にとってある。供試ノズ

表1 供試ノズルの仕様

種類	内径 D, mm	全長 Ln, mm	$\frac{Ln}{D}$	断面積 S, cm ²
管 1	1.37	101.5	74.1	0.0147
管 2	2.92	216.5	74.1	0.0669
管 3	3.54	262.0	74.0	0.0984
管 4	4.41	326.5	74.0	0.153
管 5	5.31	391.5	73.7	0.221
管 6	5.76	426.5	74.0	0.260
管 7	6.42	473.0	73.7	0.324
管 8	7.06	524.5	74.3	0.391

ルは鉛直に支持してあり、その詳細を図2に示す。

ノズルから流出する液流の分散現象は、ストロボ⑲とカメラ(あるいはストロボストリークカメラ)⑳を用いて観察した。また、液柱流での液柱連続長さは、髪剃の刃で製作した触針⑩、液流、ノズル⑨ならびにサージタンク⑧で電流回路を作り、触針を取付けてある電動式触針移動装置⑪を使用して、電流の変化を電磁オシログラフ⑭で記録を行ない、その記録の解析より求めた。

水の流量はノズルから流出する水のある一定時間貯水槽⑯にためて計測し、水の温度は温度計を用いて直接測定した。

3. 実験結果および考察

3.1 液流の流動様式

ノズル出口からの液流の流動様式は、図3に示すように(a)球状滴下、(b)層流液柱流ならびに(c)乱流液柱流の三形式に分類できる。ノズル出口の平均流速が極めて小さい場合には、ノズル出口で一定の大きさの球状液滴となって落下する連続滴下現象である。平均流速を少しずつ大きくしていくと、連続滴下から液柱流へ移行し、液柱中心軸にたいして対称な表面波(軸対称

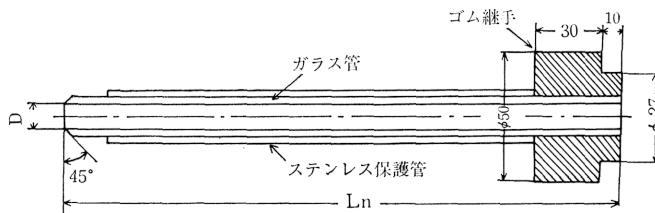


図2 供試ノズルの詳細

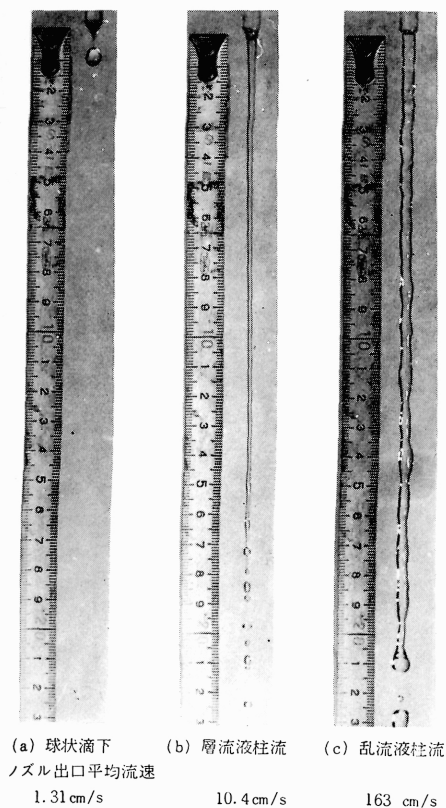


図3 流動様式

表面波)を伴う層流液柱流となる。さらに平均流速を大きくすると、液柱中心軸にたいして非対称な表面波(非対称表面波)を伴う乱流液柱流となる。

3.2 液柱流の分散様式

流動様式で述べたように、ノズル出口近くで層流液柱流や乱流液柱流であっても、ノズル出口よりかなり離れた下流側では液柱流は分散現象を生ずる。ノズル出口平均流速の変化に伴う液柱流の分散様式の推移例を図4に示す。図中の矢印は液柱流の分散位置を表わし、寸法線の数字はノズル出口から分散位置までの距離(すなわち液柱連続長さ)を示している。図4の(a)から(g)までは平均流速の小さい場合に生ずる軸対称表面波領域(層流域)における液柱流の分散状態であり、(h)から(l)までは平均流速が大きくなった場合に生ずる非対称表面波領域(乱流域)における液柱流の分散状態である。

軸対称表面波領域における液柱流の分散過程の詳細を観察するために、拡大写真の一例を図5に示す。図によると、ノズル出口近くで発生した液柱流の微小表面波が下流で発達すると液柱流にだ円体状のふくらみを持ち、さらに下流ではその振幅が増大して球状の液滴と短い液柱になって、連続液柱から分離する。また分離した短い液柱は落下しながら、その上流側と下流側の両端から連続した多くの球状のふくらみに変わり、さらに微小球状液滴を生成し、ついには合体しながら数個の余液滴を生成する。すなわち、分散過程は液柱流表面波の一波長における液柱流の腹に相当する部分

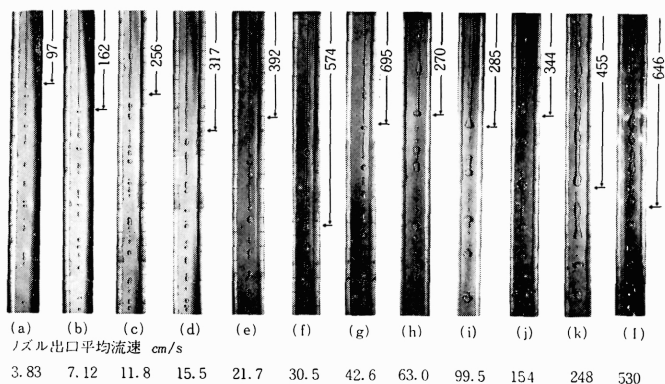
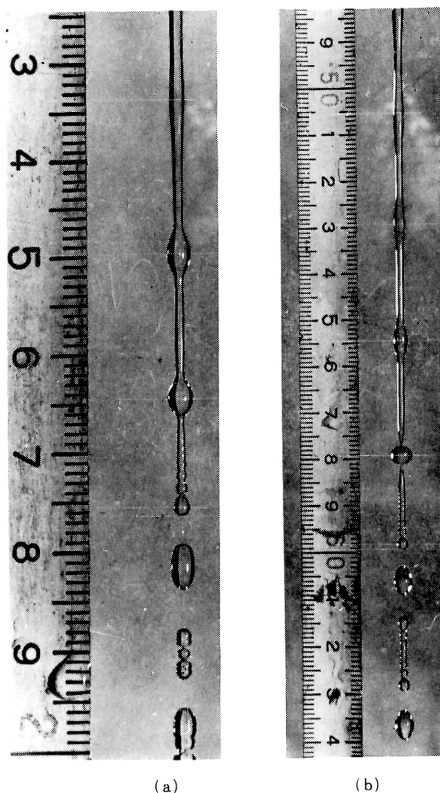


図4 流速の変化による分散様式の推移例
(管6, 平均水温 15.8°C)



(a) (b)
ノズル出口平均流速 6.18 cm/s 24.2 cm/s

図5 分散過程の例
(管8, 絞り8, シャッター速度 1/60 s)

で球状の主液滴が形さ成れ、節に相当する部分から短い液柱が生じて、さらにこの液柱は数個の球状余液滴を生ずる。

3.3 液柱流の直径

液柱流直径の変化について、写真解析による実験結果の一例を図6に示す。図中の実線は式(1)で表わされる倉林⁶⁾の実験式であるが、本実験結果と式(1)とは定性的に良く一致していることがわかる。

$$\frac{2gz}{v_0^2} = \left(\frac{D}{d}\right)^4 - 1 + 8 \left[\left(\frac{D}{d} - 1\right) \frac{1}{We_0} \right] \quad (1)$$

ただし、

$$We_0 = \frac{\rho D v_0^2}{\sigma} \quad (2)$$

ここに、

- D : ノズル内径,
- d : zの位置における液柱流の直径,
- g : 重力の加速度,
- v₀ : ノズル出口平均流速,
- We₀ : ノズル出口のウェーバ数,
- z : ノズル出口からの距離,
- ρ : 液体の密度,
- σ : 液体の表面張力,

である。

他の供試ノズルについての実験結果も図6と同様の傾向にあり、液柱流直径の変化は式(1)とほぼ一致した。

3.4 軸対称表面波の周期、振幅および波長

図7にストロボストリークカメラによる連続写真を例示しているが、軸対称表面波領域においては、スト

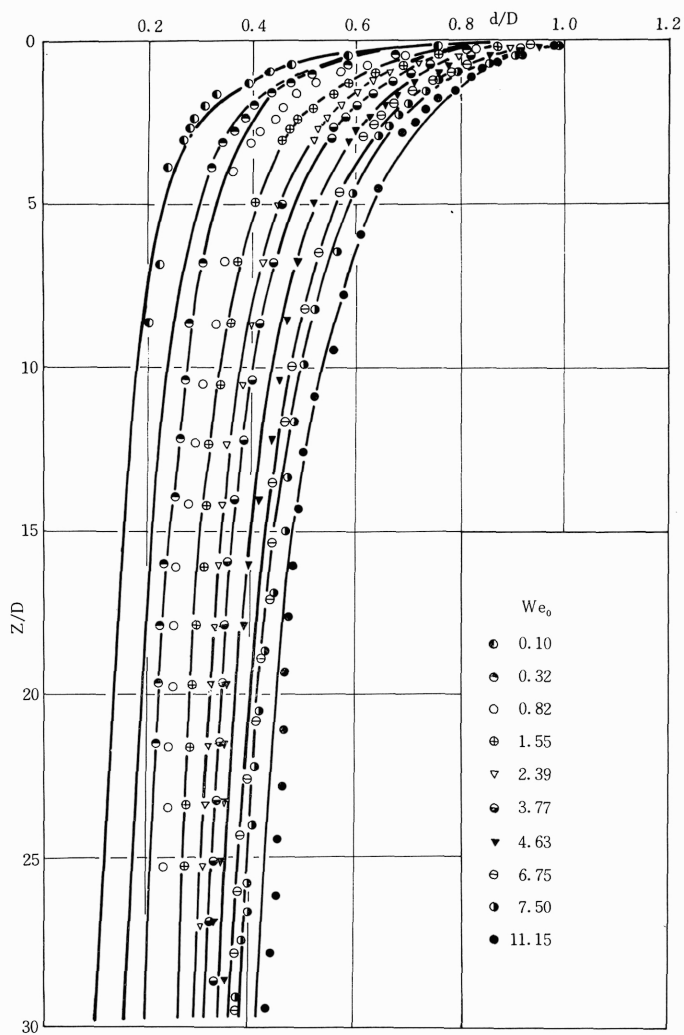
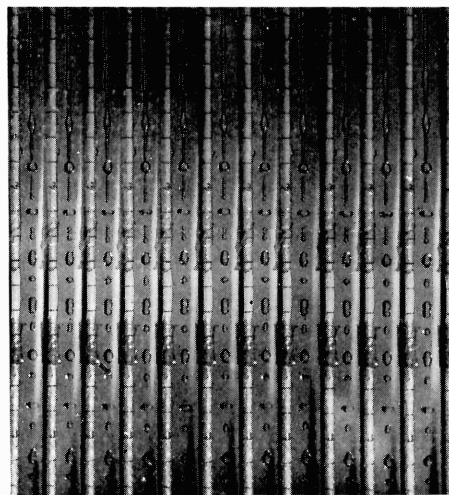
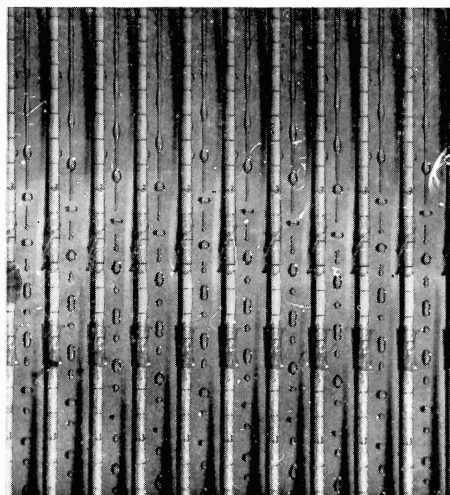


図6 液柱流の直径の変化(管8)



(a) 液流の分散過程の周期とストロボ発光周期
が同調している場合



(b) 液流の分散過程の周期とストロボ発光周期
が同調していない場合

図7 軸対称表面波領域における連続写真の例
(管5, ノズル出口平均流速 32.1cm/s 水温 16.8°C)

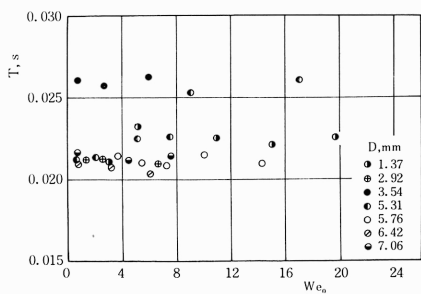


図8 表面波の周期

ロボ発光周期と液柱流の分散過程の周期とを同調させることができる。図7(a)は液柱流の分散過程の周期とストロボ発光周期が同調している場合で、(b)は液柱流の分散過程の周期とストロボ発光周期が同調していない場合である。このように、分散過程の周期とストロボ発光周期が同調しているときの周期 T とノズル出口のウェーバ数 We_0 の関係で表わしたのが図8である。

液柱流の分散点に近い液柱の軸対称表面波の振幅と波長について、図5に写真観察例を示したが、ノズル出口平均流速の変化による写真例を図9に示している。ノズル出口からの距離 z における表面波の振幅を δ 、波長を λ として、分散点近くの表面波振幅について写真解析した結果を図10から図17に示している。これらの図において、ノズル出口からの距離 z における液柱流の直径 d は式(1)から算出している。また、高橋ら³⁾の理論解析結果を利用して式(3)を得ることができるので、図中の実線は式(3)の関係を表わしている。

$$Z = \frac{v_0^2}{2g} \left[\left\{ \frac{7gD\sqrt{We_0}}{4v_0^2} \ln \left(\frac{\delta-d}{\delta_0-D} \right) + 1 \right\}^{\frac{8}{7}} - 1 \right] \quad (3)$$

ただし、

$$\ln \left(\frac{D}{\delta_0-D} \right) - \ln \left(\frac{2gL}{v_0^2+1} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{4}{7} A \quad (4)$$

ここに、

A : 実験から定まる値、

L : 液柱流の液柱連続長さ、

δ_0 : ノズル出口における表面波振幅、

である。 A について本実験では約 35.0 を用いると、表面波の振幅は式(3)で定性的によく表現できることが

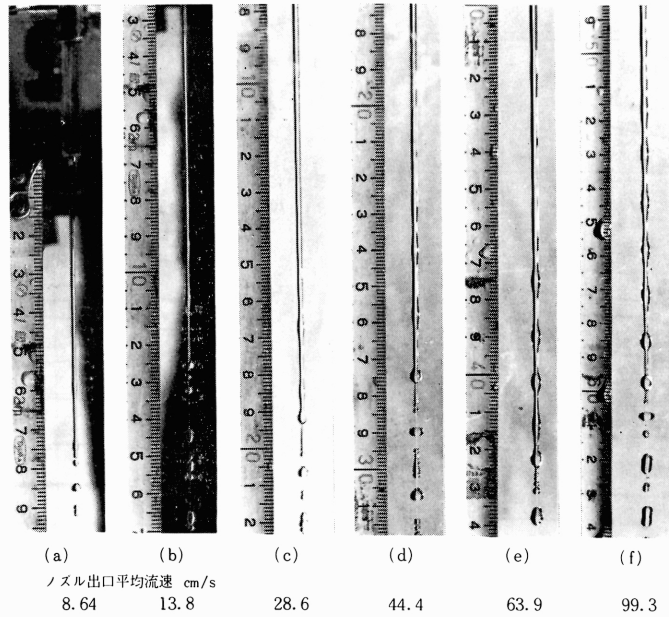


図9 軸対称表面波の振幅と波長の写真例
(管3, 平均水温 16.7°C, 写真絞り8, シャッター速度 1/60s)

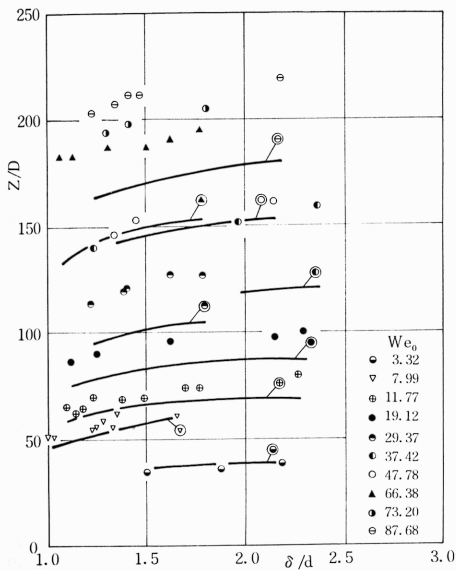


図10 表面波の振幅 (管1)

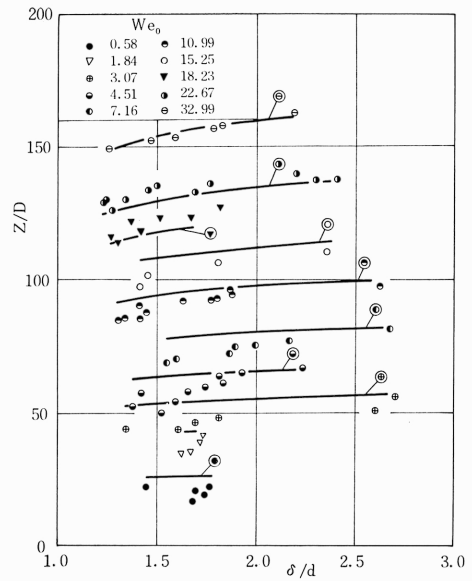


図11 表面波の振幅 (管2)

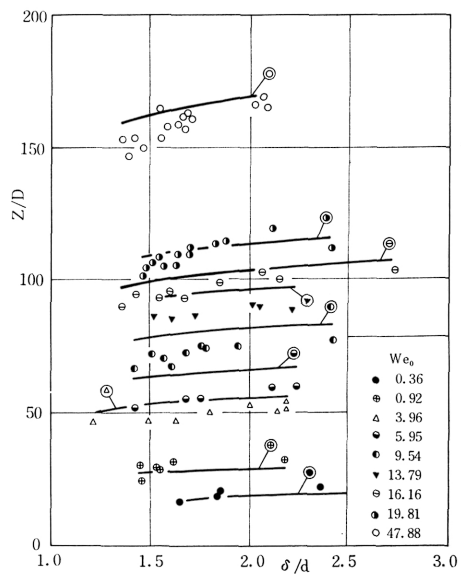


図12 表面波の振幅 (管3)

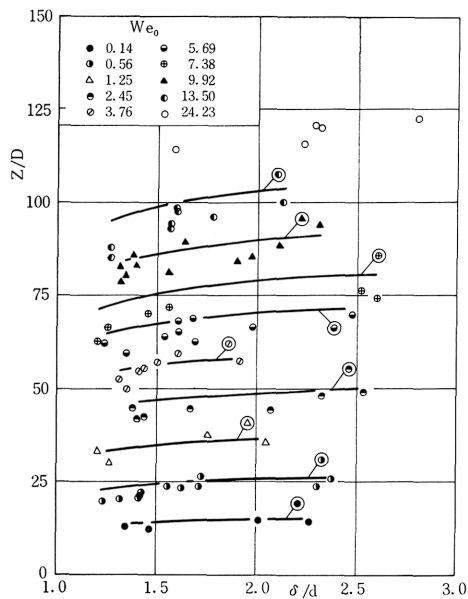


図14 表面波の振幅 (管5)

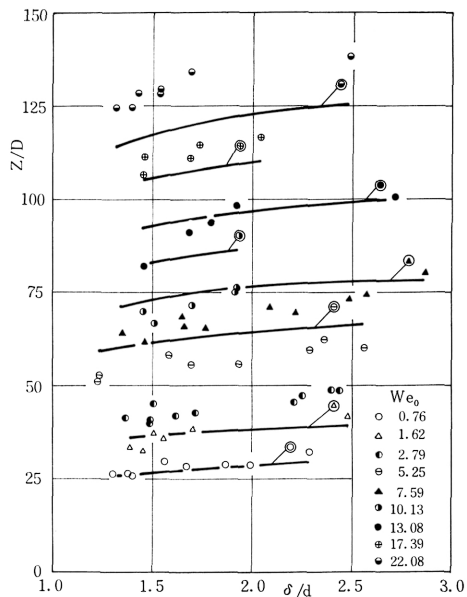


図13 表面波の振幅 (管4)

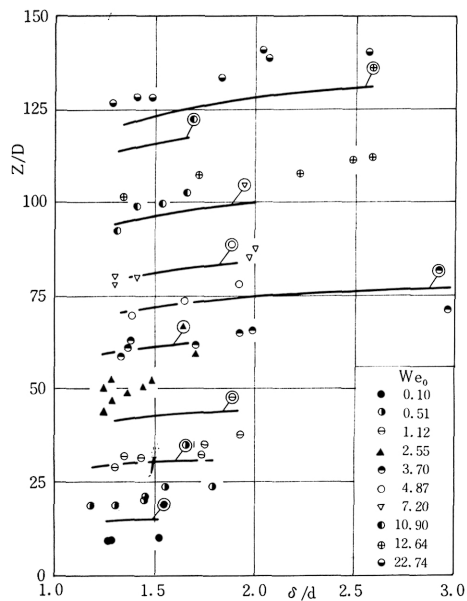


図15 表面波の振幅 (管6)

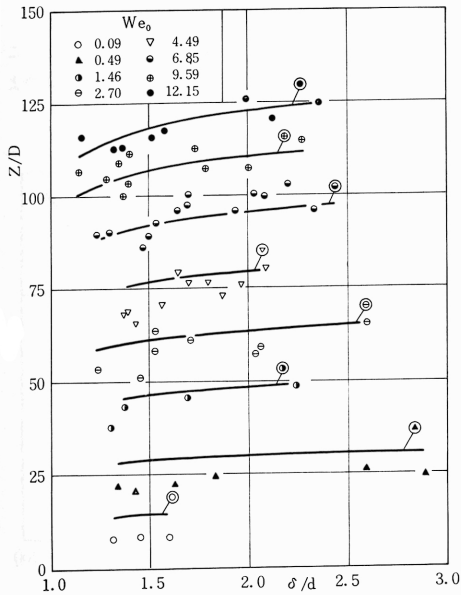


図 16 表面波の振幅 (管 7)

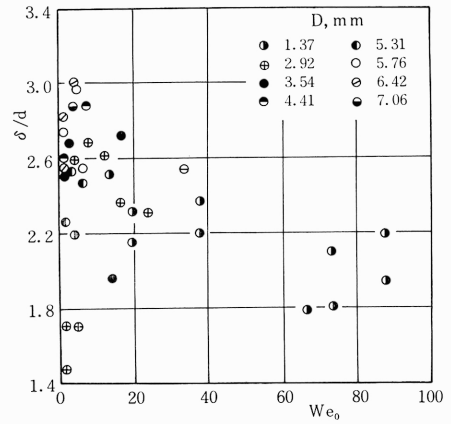


図 18 分散点の表面波の振幅

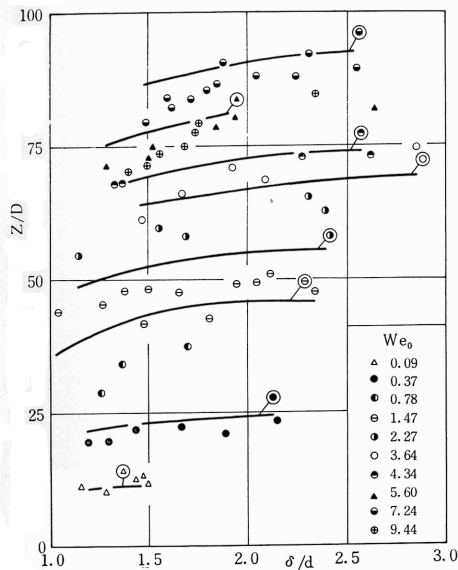


図 17 表面波の振幅 (管 8)

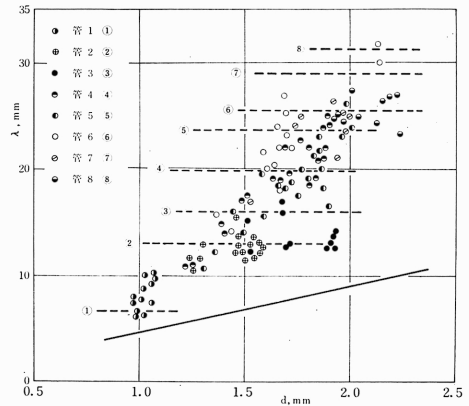


図 19 表面波の波長

認められる。

つぎに液柱流の分散点における表面波の振幅とウェーバ数の関係を図 18 に示しているが、図 10 から図 17 においても推察できるように、振幅と液柱直径の比が 1.8 から 2.8 で液柱流の分散が生じているのがわかる。そして図 5 および図 9 にもみられるように、観察でき

る表面波の発生位置はウェーブ数が大きくなるに伴いノズル出口からの距離は増加し、表面波の振幅は下流に行くほど大きくなっている。

また、表面波の波長については図 19 に示している。軸対称表面波の波長と液柱直径の関係について、Weber⁵⁾ は次式を得ている。

$$\lambda = \pi d \sqrt{2 \left(1 + \frac{3\mu}{\sqrt{\rho \sigma d}} \right)} \quad (5)$$

ここに、 μ は液体の粘性係数である。

式(5)で液柱流の直径が変化しないと仮定すると、

$$\lambda = \pi D \sqrt{2 \left(1 + \frac{3\mu}{\sqrt{\rho \sigma D}} \right)} \quad (6)$$

となる。図 19 の中には式(5)および式(6)の関係も実線および破線で表わしてある。図によると、実験結果は液柱直径が増加すると波長も大きくなる傾向を示しているが、式(5)とは異なっている。そして式(6)ともかならずしも良き一致を示していない。しかし、液柱直径のある関数で表わされることが予想できる。したがって、液柱表面波の波長についてはもう少し詳細な観察に基づいて解析する必要がある。

3・5 軸対称表面波の伝播速度

軸対称表面波の伝播速度 v_d を式(7)で与えると、これと観察位置の液柱流の流速 v との関係は図 20 のようになる。

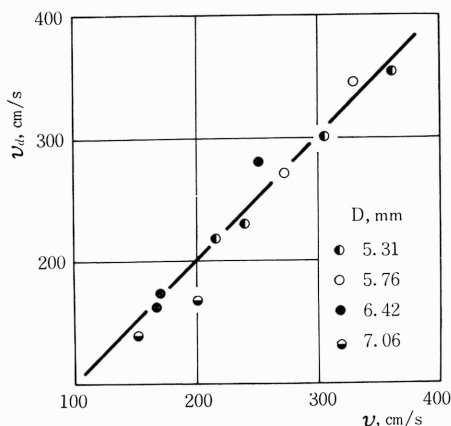
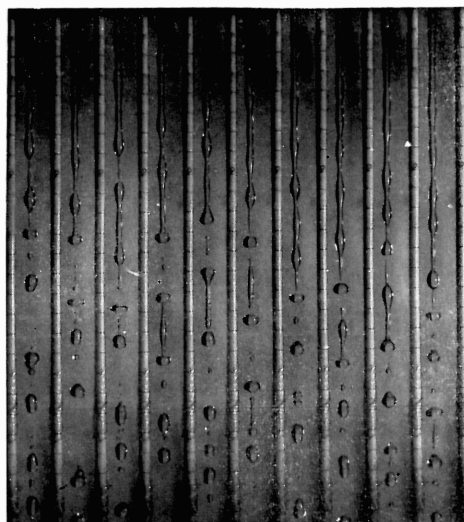
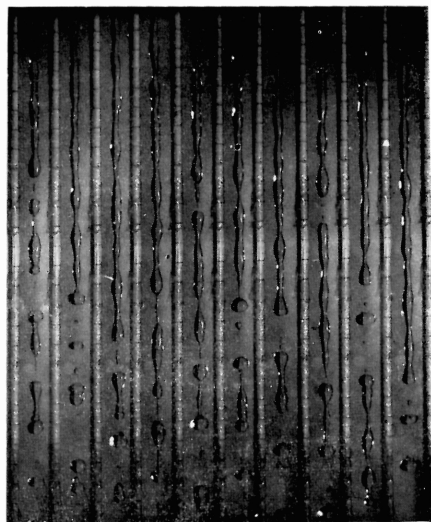


図 20 表面波の伝播速度



(a) ノズル出口平均流速 83.5cm/s



(b) ノズル出口平均流速 186cm/s

図 21 非対称表面波領域における連続写真の例
(管 5, 水温 16.4°C)

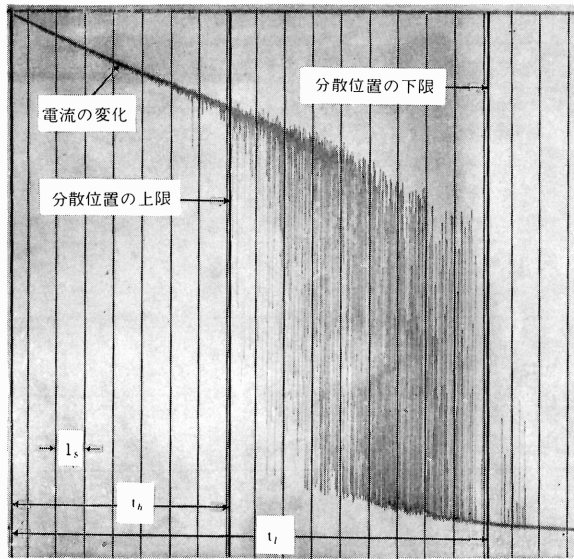


図 22 オシログラフ記録の一例
(管 1. ノズル出口平均流速 354cm/s)

$$v_d = \lambda/T \quad (7)$$

図にみられるように、表面波の伝播速度は液柱流の流速にほぼ等しいといえる。このことは楠井²⁾も写真観察から、噴流表面波の伝播速度と噴流主流の流速とはほとんど相対速度がないとみなしているようである。

3.6 液柱流の分散点と液柱連続長さ

液柱流の分散位置を観察すると、図 7 に示したように軸対称表面波領域ではある範囲で周期的に変動しているが、非対称表面波領域では図 21 の連続写真例のように周期的でないがある変動幅を有しているのがみられる。

また、液柱流の分散位置について、電動式触針移動装置を利用して電流の変化を電磁オシログラフに記録した一例を図 22 に示す。この記録と分散位置の関係は図 23 に示すように、分散位置の上限と下限を表わす。

図中の記号は、

l_0 : ノズル出口から電動式触針移動装置の基準位置にある触針までの距離、

l_h, l_l : 基準位置から液柱流の分散位置の上限およ

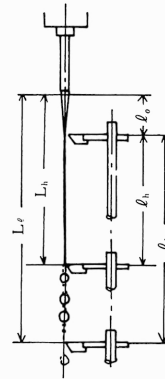


図 23 分散位置の上限と下限

び下限までの距離、

L_h, L_l : ノズル出口から液柱流の分散位置の上限および下限までの距離、

t_h, t_l : 触針が基準位置から液柱流の分散位置の上限および下限までに移動に要する時間、

である。

分散位置の変動域の一例を図 24 に示すように、分

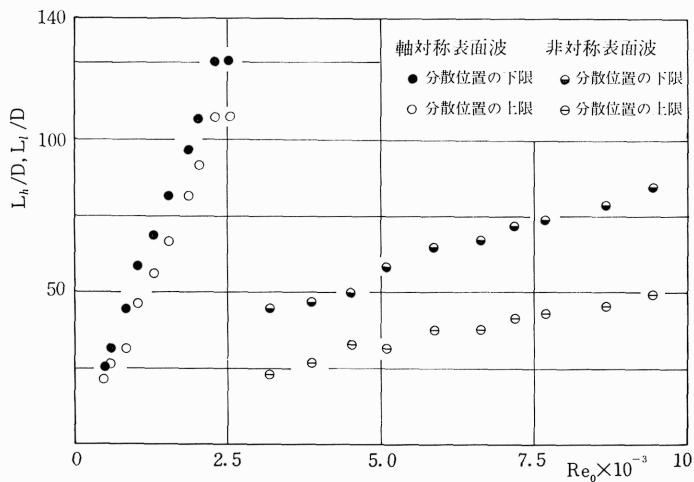


図24 分散位置の変動域の一例(管3)

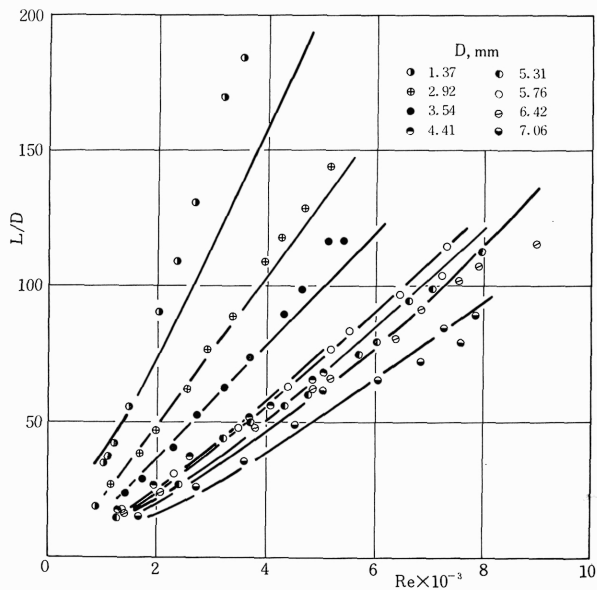


図25 軸対称表面波領域の液柱連続長さ

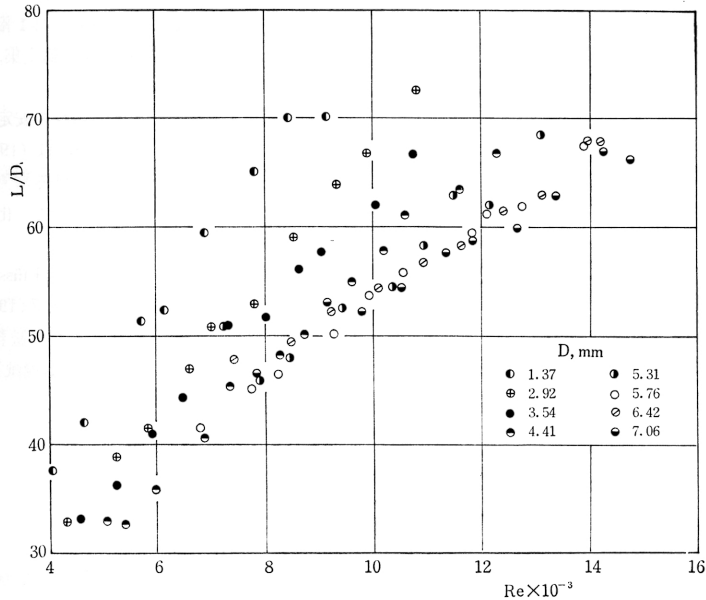


図 26 非対称表面波領域の液柱連続長さ

散位置はある範囲で変動するので、分散位置の上限と下限の平均値をとって分散点とする。すなわち液柱の連続長さ L は、

$$L = \frac{L_h + L_l}{2} \quad (8)$$

で表わされる。レイノルズ数 Re は次式で定義する。

$$Re = \frac{vd}{\nu} \quad (9)$$

ここに、 ν は液体の動粘性係数である。

また、連続の式より

$$D^2 v_0 = d^2 v \quad (10)$$

したがって、

$$Re = Re_0 \left(\frac{D}{d} \right) \quad (11)$$

ただし、

$$Re_0 = \frac{v_0 D}{\nu} \quad (12)$$

図 25 は軸対称表面波領域における液柱連続長さを示し、図 26 は非対称表面波領域における液柱連続長さを示す。なお、図 25 における実線は高橋ら³⁾の解析式

$$\left(\frac{2gL}{v_0^2} + 1 \right)^{\frac{7}{8}} = A \sqrt{We_0} \left(\frac{gD}{v_0^2} \right) + 1 \quad (13)$$

を表わしている。

軸対称表面波領域の液柱連続長さについて、 A の値に 35.0 を用いると、式(13)は実験値と定性的に良く一致している。

4. 結 言

大気中における鉛直下向き液柱流の分散について、実験的解析を行なった結果、つぎのような結論を得た。

(1) 層流液柱流では軸対称表面波を伴い、乱流液柱流では非対称表面波を伴う。また軸対称表面波の伝播速度は液柱流の流速にほとんど等しい。

(2) 軸対称表面波領域の液柱流は、表面波の波長の腹に相当する部分で 1 個の球状主液滴に、そして節に相当する部分で数個の微小球状余液滴に分散し、この分散過程は周期的である。

(3) 分散点近くにおける液柱の軸対称表面波の振幅は、高橋らの式(3)で良く表現できることが確かめられた。波長については Weber の式(5)で表わすことができないが、液柱直径のある関数で表わされることがわかった。

(4) 液柱直径の変化については、実験結果と倉林の

実験式(1)とほぼ一致することが認められた。

(5) 軸対称表面波領域における液柱の分散位置はある範囲で変動しており、その平均位置を分散点とすると、液柱連続長さは高橋らの解析式(3)で表わせることがわかった。

おわりに、本研究にあたり助言をいただいた野崎勉助手ならびに本実験に協力を得た西村謙一、渡辺高行の両君に謝意を表します。

文 献

- 1) 棚沢・豊田：高圧高速液流の微粒化の研究，第1報および第2報，日本機械学会論文集，20，92 (1954)，299 および 306.
- 2) 楠井：気中液噴流の研究（第1報，噴流の構造について），日本機械学会論文集，33，248 (1967-4)，559.
- 3) 高橋・北村：縮流する液柱の安定性に関する2，3の考察，化学工学，35，11 (1971-11)，1229.
- 4) 高橋・北村：空気中における層流液柱長さと生成する液滴の大きさについて，化学工学，36，5 (1972-5)，527.
- 5) C. Weber：Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles，Z. Angew. Math. Mech.，11，2 (1931-4)，136.
- 6) 倉林：回転噴孔による液体の微粒化（第3報，液流の太さについて），日本機械学会論文集，25，160 (1959-12)，1266.

- 1) 棚沢・豊田：高圧高速液流の微粒化の研究，第1報および第2報，日本機械学会論文集，20，