- 43) 佐賀井武, 杉山幸男: 化学工学, 29, 14 (1965); 31, 901 (1967)
 44) Squire, H.B.: *Brit. J. Appl. Phys.*, 4, 167 (1953)
 45) 高島洋一: 化学工学, 31, 414 (1967)
 46) 棚沢泰: 機械の研究, 15, No. 4, 6, 10, 11, 12 (1963)
 47) 棚沢泰, 小林清志: 日本機械学会論文集, 17, 107 (1951)
 48) 棚沢泰, 小林清志: 日本機械学会論文集, 18, 37 (1952)
 49) 棚沢泰, 箱京次郎, 江村超, 横沢彰夫: 日本機械学会論文集, 37, 1165 (1971)
 50) Tate, R.W. and W.R. Marshall, Jr.: *Chem. Eng. Prog.*, 48, 226 (1953)
 51) Tayler, G.S.: *Proc. 7th Intern. Congr. Appl. Mech.*, 2, 280 (1948)
 52) Tomotica, S.: *Proc. Roy. Soc., London, A* 150, 322 (1935)
 53) Weber, C.: *Z. Angew. Math. Mech.*, 11, 136 (1931)

回転円板による微粒化*

紙 屋 保**

まえがき

1941年に棚沢⁴¹⁾により回転円板による滴状, 繊維状, 膜状の微粒化模様が報告され, 以来この装置による微粒化の機構を解明するための努力がなされてきた。回転円板による実験的研究は, ほぼこの時期以後となるが, 現在では, 微粒化の一過程で液柱が形成されることが, ほぼ定説とされているので, 微粒化機構の理論的根拠をあたえる研究は, さらに古く1878年のRayleigh^{45, 46)}による液柱の分裂理論までさかのぼる。1937年には, 高速回転を得るための駆動のメカニズムに関するreviewがBeams¹⁾により報告されており, 1949年には, May¹⁷⁾, Waltonら⁶⁵⁾の空気駆動コマによる微粒化実験が行なわれた。この研究は, 圧縮空気を動力とし空気軸受, タービン方式駆動の高速回転の実験である点でとくに注目される。1942年には棚沢⁵³⁾がLohnsteinの滴れの理論の修正を行ない, 回転円板による滴状分裂へのアプローチが開始された。1950年のHinzeら¹⁴⁾によるヒモ状分裂のヒモ数および滴状, ヒモ状, 膜状分裂の領域の決定の研究も注目される。1948年には, Hinze^{15, 16)}により単一液滴の分裂理論が報告され, 1953年には, Squire⁵⁰⁾により静止空气中を運動する液膜の分裂理論が報告されて, 膜状分裂の解明の端緒がひらかれた。ヒモ状分裂は無論, 膜状分裂においても, 液柱の分裂する工程は必ず含まれ, その意味で重要である。この種の研究は, Rayleigh^{45, 46)}, Weber³⁴⁾, Tyler^{63, 64)}, Schweitzer⁴⁹⁾, 友近⁶²⁾, Richardson⁴⁷⁾, Miesse³⁹⁾, Christiansenら³⁾, Donnellyら⁷⁾, Meisterら³⁸⁾の研究者によって行なわれてきた。

ごく最近では, 友近の振動数方程式を電算機で解いて実験的検討を行なった高橋ら⁵¹⁾の報告がある。回転円板により直接微粒化の現象なり機構を解明するのは, 現象が複雑すぎて, 実験の手段が困難な上に, 理論解析の上でも複雑な現象との食い違いはまぬがれないと思われる。この点で, 1937年のOhnesorge⁴⁰⁾の固定管端からの液柱の分裂模様に対応する領域の決定(Ohnesorge's Chart)が参考となる。棚沢ら⁵³⁻⁵⁶⁾は, 広い平面および管端からの滴下の現象の解明から回転円板の滴状, ヒモ状, 膜状分裂へのアプローチを試みている。滴下の理論では, 他に高玉⁵²⁾の研究もある。これらの研究は, 現象を静的に扱ったものであるが, この現象をRheology的な扱いをしたManfreら^{30, 31)}, の研究も注目される。回転円板による分裂模様の領域の決定は, Hinzeら¹⁴⁾および棚沢ら⁵⁷⁻⁵⁹⁾によって行なわれてきた。主として, Fan Spray Nozzleを主体とした膜状分裂の研究は, Squire⁵⁰⁾, Dixonら³⁾, Hagertyら⁵⁵⁾, FraserおよびDombrowskiら^{4-6, 9, 10)}によってなされてきた。Squireの液膜の分裂理論は, 1962年にFraserおよびDombrowskiら^{5, 10)}により粘性の影響も含めて粒径の表示がほぼ可能な段階まで完成された。その内容は, むしろ現象論的に扱われることの多い微粒化現象に対しては, 決定論的な手法に富んだものである。Dixonの分裂時の液膜の限界厚さの仮定の研究はこの意味から異色である。粒径および粒径分布に関する研究は, Marshallら³²⁻³⁶⁾およびFriedmannら¹¹⁾により主として羽根付回転円板について行なわれ, 大山ら⁴¹⁻⁴³⁾により回転円板について行なわれてきた。これらの研究には, 液滴の飛しょう距離に関する件も含まれている。単一液滴の分裂の研究は, Hinze^{15, 16)}, Lane²⁸⁾, Magerveyら³⁹⁾, Gordon¹²⁾, 一色¹⁸⁾により行な

* 昭和46年9月22日受理

** Tamotsu Kamiya (正金員) 工学院大学化学工学科

表 1 回転円板周端のヒモのピッチ

	ピッチの式	範 囲	備 考
Hinze ら ¹⁰⁾	$\delta = 7.1[\sigma/\rho_L \omega^2 r_0]^{3/12} [\mu_L^2/\rho_L \sigma r_0]^{1/8}$ (3)	$\rho_L Q^2/\sigma r_0^3 = 4 \times 10^{-4} \sim 2.25 \times 10^{-2}$ 粘度 0.078~14 Poise	回転カップ
筆 者 ら ²⁰⁾	粘度に無関係に (2) 式に一致	$\rho_L Q^2/\sigma r_0^3 = (2.5 \sim 6) \times 10^{-3}$	回転平板
	$\delta = 10.5[\sigma/\rho_L \omega^2 r_0]^{1/2}$ (4)	$\rho_L Q^2/\sigma r_0^3 = 1.1 \times 10^{-4} \sim 3.8 \times 10^{-2}$	水-エタノール系の滴状分裂
	$\delta = 96.5[\sigma/\rho_L \omega^2 r_0]^{1/2} \cdot [\mu_L Q/\sigma r_0^3]^{0.3}$ (5)	$\rho_L Q^2/\sigma r_0^3 = 1.5 \times 10^{-4} \sim 3.5 \times 10^{-1}$ 1.2 poise 以上	水-メタノール・大豆油・エンジンオイルなどの粘性流体

われているが、この種の研究は、むしろ“Velocity Spraying”の領域で関係の深いものであろう。超高速回転の駆動のメカニズムの研究については、May³⁷⁾の他に、大野ら⁴¹⁾の空気駆動コマの報告、電気的方法のRyley⁴⁸⁾の報告がある。

1. 微粒化の機構

供給される流量が少ない場合、円板上の液膜は一旦ヒモ状の流れに分裂し、円板周端で液滴が形成される。円板周端の固体面で液を保持する表面張力が遠心力に負け滴がとび微粒化が行なわれ、滴状分裂と呼ばれる。表面張力および加速度の作用の他に、液滴がけん垂される固体壁の寸法や滴下周期が滴下液滴の重量に関係することが、報告されている^{55,57)}。棚沢ら⁵⁹⁾は、重力の場の広い平面でけん垂される液滴の根元の直径を(1)式で示し、遠心力の加速度 $\omega^2 r_0$ を g の代りに代入して、回転円板による滴状分裂の最小ピッチを(2)式であたえた。

$$D = 7.66(\sigma/\rho_L g)^{0.5} \quad (1)$$

$$\delta_{\min} = 7.66(\sigma/\rho_L \omega^2 r_0)^{0.5} \quad (2)$$

表 1 に回転カップと回転平板で測定されたヒモのピッチの式^{14,19,20)}をまとめて示した。Hinze らの(3)式は $(\sigma/\rho_L \omega^2 r_0)$ の指数が(2)式と異なるが、(2)式に近い値を示すものと思われる。筆者らの結果は、 $\rho_L Q^2/\sigma r_0^3 = (2.5 \sim 6) \times 10^{-3}$ の範囲で(2)式と一致する。(4)式の結果は大きめのピッチを示しているが、流量の範囲が広いためである。このことから、平板からの滴下現象の解析結果が回転円板からの滴状分裂にそのまま適用されることが明らかになった。落滴の重量と滴下周期の関係については、滴下の領域で、流量を増して周期を短くしてゆけば、落滴の重量が増加してゆく傾向があることを管端からの滴下現象で棚沢ら^{54,56)}が報告しているが、滴下重量が増加するのは、主滴がやや大きめになることもあるが、主として余滴の数が多くなるためであり、滴下周期の短縮、したがって、流量の増加は、直ちに滴状分裂で得られる粒径の大小にはつながらないように判断される。実際に、Walton ら⁶⁵⁾によって得られた流量に無関係な粒径に対する表示もある。粘度の影響については、とくに高粘度の流体の滴下現象を動的に扱ったManfre³⁰⁾の報告がある。液滴形成の開始から滴下の瞬

間の時間間隔内で、液滴に作用する圧力を時間の関数として扱い、Hagen-Poiseuille の式の一般化から、この時間内でノズル先端にけん垂される液量と時間の関係、および、落滴の周期をあたえる式をみちびいている。落滴の周期は粘度に比例して増加するが、落滴の容積は、Laplace 定数とノズルの寸法のみによるとされ、粘度の影響を含んでいない。さらに、Manfre ら³¹⁾は、次元解析により現象を静的に扱った場合と動的に扱った場合の相違を(6)式で示した。

$$\Delta W/W_0 = f(\mu_L \dot{W}/\sigma^2) \quad (6)$$

幾何的に D_n/a が一定なら、 $\Delta W/W_0$ は $\mu_L \dot{W}/\sigma^2$ だけの関数となり、 $\mu_L \dot{W}/\sigma^2$ の増加とともに、 $\Delta W/W_0$ は一定値 0.5 まで増加することを報告している。この結果は、粘性流体の場合、および、流量の多い場合には現象を静的に扱った場合よりとくに大きな液滴が得られることを示唆するものであるが、棚沢らのように余滴の影響までは含んでいない。滴下状態の滴下周期の短縮による落滴重量の増加も一定限度までで、さらに流量をませば、管端から液柱が伸びて、液柱の先端で液滴が形成されるようになる。回転円板ではヒモ状分裂が、これに相当する。滴状分裂からこの状態への遷移点では、液柱長さが振動的に変化し、落滴の重量が最大となることを棚沢ら⁵⁴⁾が報告し、Manfre ら³¹⁾、Tyler ら^{63,64)}も大きな液滴が形成されることを報告している。ヒモ状分裂の領域では、滴下周期の短縮とともに、落滴重量は減少する^{54,56)}。流量をませば、落滴重量の減少により、ヒモの先端の液の放出量と供給流量の収支が釣り合わず、円板上の滞り液量が増加する。円板上で固(円板表面)-液-気系で構成されていた界面張力が、液膜が円板外に広がろうとすると、不連続に気-液-気の力関係に変わるために、ある流量の範囲までは、液膜は円板周端から外へはみださない。この限られた円板周長のワク上のヒモのピッチに関しては、棚沢の最少ピッチ(2)式は無条件には適用されない。円板周端でヒモの合併が起こり、ヒモのピッチが増大すること、および、合併の程度は主として無次元項 $\rho_L Q^2/\sigma r_0^3$ に依存する²⁰⁾ことから、流量に無関係なHinze らのヒモのピッチの表示は反論される。表 1 のヒモのピッチの表示、(3)式と(5)式の相違は上記の理由による。ここに、広い平面の滴下現象からのヒモ状分裂に対するアプローチと実際の回転円板に

よるその相違が認められる。分裂の機構に関しては、Rayleigh^{45,46)} の Jet Stability の理論が関連する。静止している液柱の表面の表面張力による振動系の液柱の表面、および変位の成長速度はそれぞれ次式で示される。

$$r = d_L/2 + \alpha_0 e^{qt} \cos kx \quad (7)$$

$$q^2 = \frac{8\sigma}{\rho_L d_L^3} \cdot \frac{(1-z^2)izJ_0'(iz)}{J_0(iz)} \quad (8)$$

$$z = \frac{\pi d_L}{\lambda}$$

この振動系は、波長 $\lambda > \pi d_L$ で不安定になり、液柱は液滴に分裂する。さまざまな波長について不安定となりうるが、最も成長速度の速い波長の波で分裂する。(8) 式の $q_{\max}$ をあたえる波長は、 $\lambda = 4.51 d_L$ であたえられる。Tyler⁴⁴⁾ は Rayleigh の理論の実証を行なっている。液柱の分裂点での速度を V 、滴形成の頻度を N 、波長を λ とすると、 $V = N\lambda$ となる。 d_L と D をそれぞれ液柱の径と液滴の径とすると、 $(\pi/6)D^3 N = (\pi/4)d_L^3 V$ となる。この両式の関係から、 $\lambda/d_L = V/Nd_L = (2/3)(D/d_L)^3$ の結果がえられるが、水、水銀、アニリンなどの液柱に対する λ , d_L , D , N の実測から $\lambda/d_L = 4.65 \sim 4.69$, $(2/3)(D/d_L)^3 = 4.66$ の結果が得られ、Rayleigh の $\lambda/d_L = 4.51$ は、ほぼ満足されたという。この理論の適用は、二つの限界速度の間で行なわれる。下限の限界速度は液柱の先端で液滴がはなれるさいの圧力の変動の乱れが液柱をさかのぼりノズルに達することに依存する速度で、これ以下の速度の液柱では、滴形成の頻度の急激な減少により V/Nd_L の値が増加し、形成される液滴の径が大きくなり Rayleigh の理論は適用できなくなる。ここに、微粒化の結果の粒径に対する重要な領域が速度について設定されたことになる。上限の限界速度は液柱内の乱れに依存する。下限の限界速度に関しては、Christiansen ら²⁾ も報告している。この限界速度以下で、液柱の表面で定常波が作られると仮定すれば、波の節の振幅が2倍になるが、定常波の伝播速度も2倍になる。液柱が一定の長さを保つためには、液柱の速度は定常波の速度の2倍にならねばならない。これ以下の速度では、液柱の長さは振動する。これは下限の限界速度の存在理由をあたえるものである。実際に、液柱の先端を閉端として作られる定常波でも考えない限りこの場合の滴径の増大は説明できないし、定性的な説明をいろいろと加えるより波動論から扱った方がてっとりばやい。これ以外に粒径の増大に対する説明をあたえるものに進行波が考えられるが、これは通常の液柱の速度では実現される可能性がないと考えられる。Tyler ら⁴³⁾ の実験上の知見には有用なことが含まれている。軽い液の中で水の液柱を作るとき、ノズル下端側面に水の液柱の付着がある。このと

き、液柱の有効径が増加し、ノズルにおける初期乱れを押える作用があるという。ノズルに対する液の付着性が大きければ、長い液柱が形成される。Tyler らの液柱の連続長さの一般形は(9)式であたえられる。

$$\frac{L_c}{d_L} = CV \sqrt{\frac{\rho_L d_L}{\sigma}} \cdot f\left(\frac{\sqrt{\rho_L \sigma d_L}}{\mu_L}\right) \quad (9)$$

$$\left[C = \frac{1}{2\sqrt{2} F(z)} \log_e \frac{\alpha}{\alpha_0} \right]$$

定数 C は $z = \pi d_L/\lambda$ および、振幅の成長度 $\log_e(\alpha/\alpha_0)$ の関数であるが、最大生長速度の波では、 z は一定値となることおよび、成長速度が大きければ、分裂時間が短くなるという理由から分裂時の波の成長度が一定値となるという実証された仮定を含む。(9) 式を速度 V を中心にしてみれば、ヒモの連続長さもまた分裂の機構を判定する材料となる。回転円板で形成されるヒモの連続長さに関する報告は、筆者の調査した範囲では、大山ら⁴²⁾ が滴れの長さについて報告している他には見当らなかった。(10) 式に筆者ら²¹⁾ の結果をしめした。

$$\frac{L_c}{r_0} = 1.6 \times 10^4 \left[\frac{\sigma}{\rho_L \omega^2 r_0^3} \right]^{3/8} \cdot \left[\frac{\mu_L Q}{\sigma r_0^2} \right] \quad (10)$$

右辺第一項は、可変加速度を考慮して当然として、第二項の $\mu_L Q/\sigma r_0^2$ は $\rho_L Q^2/\sigma r_0^3$ とレイノルズ数 $Q/\nu r_0$ の商の形をもつもので、板端でのヒモの合併結果の付着長さの増大の影響も含む項と考えれば、上記の Tyler らの実験の知見と合致する。この意味で(9)式との比較は重要である。冒頭の Rayleigh の液柱分裂の解析には粘度の影響は含まない。粘性の影響を含めた解析は Rayleigh, Weber, 友近らにより種々の力の作用する条件で行なわれている。ここでは、友近の解に関する Meister ら³⁸⁾ の報告の中で、とくに、この場合に関係の深そうな条件付の解2例をえらび、表2に示した。条件の $q\rho_L/\mu_L \leq k^2$ は、流れ関数が決定したとき得られる条件である。これらは液柱の分裂を支配する力関係の領域の問題と関連する。たとえば、回転円板の周端で、ピッチ 0.2 cm のヒモが発生したとして、表面張力 80 dyn/cm, 密度 1 g/cc とした場合には、Case I の適用される液の粘度は約 20 c. p. 以下となる。この場合には表面張力が支配的、Case II の場合には、同条件で粘度約 3 poise 以上となる。Case I の場合に適合する実験結果がある。水アメ水溶液の回転円板によるヒモ状分裂、膜状分裂で粘度 20 c. p. 以下で粘度と無関係に大きめの粒径が得られた^{22,23)}。これは、この条件における友近の解の実証データとなる。また、大きい粒径の得られたことは、Christiansen らの下限の限界速度の、棚沢の滴下から層流への遷移の実験上の知見とも一致する。回転円板によるヒモ状分裂に似た現象をしめすものに、倉林²⁴⁻²⁷⁾ の回転噴口による微粒化がある。粘度の大きな場合よりも、小さな粘度で大きめの粒径をあたえる限界の粘度の存在を

表 2 液柱分裂の友近の条件付解 2 例

	条 件	通 用 の 基 準	備 考
Case I	$q\rho_L/\mu_L > k^2$	$(\sigma\rho_LD_n)^{1/2}/\mu_L > 20$	連続相の慣性を無視, 連続相および分散相の粘度の影響無視, ガス相での低粘度液の液柱分裂に適用。
Case II	$q\rho_L/\mu_L < k^2$	$(\sigma\rho_LD_n)^{1/2} < 1.2$	連続相の慣性および粘度の影響を無視, ガス相での高粘度の液柱の分裂に適用。

表 3 ヒモ状分裂と膜状分裂の限界流量

Tanasawa ら ^{57, 58, 59)} 平板	非粘性流体	$D_0\rho_L/\mu_L > 30$ ($\rho_L^{0.83} \cdot n^{0.67} \cdot dL^{0.5} \cdot Q_c^{1.0})/(\sigma^{0.83}) = 20$	(11)
	粘性流体	$D_0\rho_L/\mu_L < 30$ ($\rho_L^{1.0} \cdot n^{0.67} \cdot Q_c^{1.0} \cdot \nu^{0.33})/(\sigma dL^{0.67}) = 5.3$	(12)
Hinze ら ¹⁴⁾ Cup		$(\rho_L^{0.81} \cdot n^{0.67} \cdot Q_c^{1.14} \cdot \nu^{0.19})/(\sigma D_0^{0.81}) = 0.363$	(13)
Fraser ら ⁹⁾ Cup		$(\rho_L^{0.81} \cdot n^{0.68} \cdot Q_c^{1.13} \cdot \nu^{0.19})/(\sigma dL^{0.78}) = 0.394$	(14)

表 4 滴状分裂の粒径の表示

	粒 径 の 表 示	備 考
Walton ら ⁶⁰⁾	$\omega d_{max}(D_0\rho_L/\sigma)^{1/3} = 3.8$ (15)	回転数 400rpm~75000 rpm の範囲の回転円板による実験値の平均値, 粘度は 1 c.p.~15 poise, 粒径と流量は無関係
大 山 ら ⁴²⁾	$\omega d_{max}(D_0\rho_L/\sigma)^{1/3} = 6.56$ (16)	回転数 2000 rpm~9000 rpm, 円板径 10 cm 流量 0.36 cc/sec, 0.92 cc/sec の場合の水による実験の平均値
	$\omega d_s(D_0\rho_L/\sigma)^{1/3} = 4.05$ (17)	

液流の伸びにより説明している。ヒモの伸びの限界長さの実験から、この限界の粘度を約 4 c. p. と報告している。現象は似ていても、回転円板のそれとは、数値の上でかなりの相違がある。回転噴口の場合には、波状流の状態で液流の断面の変形が 90° ずれてねじれている点²⁴⁾からみても、ノズル出口の液流の旋回運動の影響も考えられる。この旋回作用による遠心力を次元解析で求めた Holroyd¹⁷⁾ の報告もある。回転円板の場合には開水路の流れといった事情もあるだろうが、(10) 式では、 $\mu_L < 20$ c. p. で、粘度に関しヒモの連続長さが、むしろ変化しない結果がみられるので、この粘度範囲の適用はさけたいくらいである。滴状、ヒモ状、膜状分裂の領域の境界の問題がある。Hinze ら¹⁴⁾ は、流量が増せば、ヒモが太くなるだけで、ヒモのピッチは流量と無関係であるとし、供給される流量がヒモの先端で放出しきれない場合にヒモ状分裂から膜状分裂に遷移するとしたが、二つの問題がある。ヒモの先端で流量を放出しきれなくなる理由をあたえない。表面張力の影響をヒモを流れる液流の速度でのみ考慮しているため液膜が円板周端で停滞しなければならない理由をあたえない。前者については、棚沢の滴下周期と落滴重量の関係で補われた。後者についてはすでに述べた理由から、円板周端のヒモの合併でヒモ数を減少し膜状分裂に移行するという考えもある²⁰⁾。表 3 に、棚沢ら^{57~59)}、Hinze ら¹⁴⁾、Fraser ら⁹⁾ のヒモ状分裂から膜状分裂への遷移限界流量をしめた。滴状、ヒモ状の境界については式で表示しにくい点もある原報を参照願いたい。棚沢の粘性流体、非粘性流体の判別の基準 $\mu_L/D_0\rho_L$ は、たとえば、円板径 10 cm なら $\mu_L/\rho_L \geq 0.3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ が基準の粘度となる。安定数につな

が可能性を含んでいる。非粘性流体に関連した複雑な問題がある。低粘度の流体の遷移は不安定で、精度に欠けるといわれる。Dixon ら³⁾ は回転円板の水の膜厚の測定で水の場合の特別な挙動を認めている。未発表であるが筆者も液膜の広がり長さの実験で $Q/\nu r_0 > 100$ では常識に反し大きな膜の広がりを得ている。棚沢は、円板上の流体のスベリを理由にした⁵⁹⁾。Dixon らは、供給ノズルの初速度の影響、膜端に衝突する流線の角度もその理由に加えた。とすると、とくに非粘性流体の微粒化では、スベリの現象を押える方法が重要な課題となる。膜状分裂については、Squire ら、Fraser、Dombrowski らの一連の研究がある。数多くの報告があり目にふれる機会も多いと思われるのでここでは割愛する。引用した文献の中で、特に 8) などは、均一の膜を発生させる上で実用の手引となる。

2. 粒径および粒径分布

表 4 に滴状分裂の場合の粒径を表示した。条件は備考に示した。(15) 式の右辺の定数は、最大成長速度をあたえる波長の波で、液柱が分裂すると 4.26、液柱が不安定となりうる最小の波長で分裂すれば 3.79 の値をとる。そうすると、Walton らの結果は、後者の場合の分裂を思わせるが、定数の値は単に静的な力の釣り合いと単純な仮定から推算したものであり、やはり Rayleigh の理論に従うと考えてよいのであろう。大山ら⁴²⁾の結果は、Walton らの 2 倍近い大きさの粒径を示しているが同じ傾向である。Walton らの粒径の表示で、粘度 1 c. p. ~15 poise の流体を扱って、粘度に無関係な点は注

図1 粘度変化と粒径分布の関係

表5 均一度の比較⁽¹⁴⁾

分布定数	ヒモ状	膜状
q_n (個数分布)	2.0~2.86	1.55~2.24
q_v (体積分布)	4.3~9.4	7.25~7.85

目に値する。この分裂では、ピッチの測定で粘度に無関係な結果が得られていることに関連する。Rayleighに従い、液柱が分裂するとして、このとき波長と液柱の径は一定比4.5をとるから、この波長で液滴に分裂するとすれば、得られる粒径は液柱の径に比例する。ここに、回転円板周端のヒモのピッチと粒径の関係の可能性が生まれる。ピッチの(2)式は、粒径の定量的表示こそあたえないが、Waltonら、大山らの粒径の表示と同じ関係である。実際の回転円板では、ヒモの合併や、液柱の縮流があり、粒径の定量的表示を困難にするが、開水路でヒモを発生する場合の縮流係数は、どのように扱われるのであろうか。粒径分布と関連して主滴間で発生する余滴の問題がある。主滴群と余滴群が合成されて、粒径分布が確立するが、このためヒモ状分裂では一般に、二つの山と一つの谷をもった多重粒径分布を示す。大山ら⁽¹²⁾は、低回転では、平均粒径が流量に無関係となる傾向を示し、高回転では流量の0.2乗に比例することを報告しているが、これは流量の増加で主滴が大きくなっても、余滴の数がふえるためと解される。高回転では粒径分布は、単一分布に近づくことが報告されている。遠心加速度の増大で、主滴が小さくなくても同時に余滴も小さくなると考えられるが、非常に小さな滴は測定にかからないことも考えられる。粘度の増加は、波の生長速度を押えて長い波長の波をつくる。このため、この波の姿から考えて余滴の多くなる可能性があるが、実際に

も、余滴が多くなる傾向がある。図1に、そのようすを示した。粘度0.11 poiseでは余滴が少なく、0.66, 0.95 poiseでは非常に多く、2.2 poiseでは再び少なくなる傾向を示している。この関係は、先にのべたように、順に、表面張力、表面張力-粘性力、粘性力支配の領域の問題とも関連して起こるとみられる。もともと、Rayleigh, Weber, 友近らの液柱分裂の解は、微小変位を仮定し、線型化された微分方程式の解に立脚したもので、変位が大きくなった段階で妥当性が少なくなる。二次的に発生する余滴には関与しない。この点では、Fraser, Dombrowskiらの膜状分裂の扱いは首尾一貫して明快とも考えられる。筆者らは、余滴の発生の多い場合も含めて、重率最大位置の主滴側の最大頻度をあたえる粒径とヒモのピッチが比例すること、したがって、この粒径と粒径に関する諸因子の関係は、ヒモのピッチと諸因子の関係(5)式と一致する結果⁽²²⁾を得ている。これは、上記の意味のほかに、ヒモのピッチと余滴の影響も含む平均粒径を関係づけるのは、あまりにも統計的な見地に偏りすぎる点を配慮した結果である。滴状、ヒモ状分裂では多重粒径分布を示すために適合する粒径分布の型はない。Hinzeら⁽¹⁴⁾が、Rosin-Rammlerの分布定数により粒径の均一度を二、三のデータについて報告しているほかには、微粒化特性に関する報告はみられない。結果を表5に示した。個数分布による場合は、ヒモ状分裂の方が均一度がよく、体積分布による場合は膜状分裂の方が均一度がよい場合もあることを示しているが、これは、体積分布によるときは小粒子発生の影響が小さくなるためである。加圧型噴霧器では、一般に、 $q_v=2\sim3$ といわれ、多重粒径分布の特徴はあっても、回転円板の場合の粒径の均一度はよい。しかし、筆者には、ヒモ状分裂の特定の粒径分布型へのあてはめは無理と思える。やは

り、この場合 Strazhewski³⁴⁾ によって定義されたような不均一度の表示、ないしは、さらにこれを敏感な型にした表示によるべきであろう。膜状分裂では、粒径分布が単一となり、Log-Probability 分布に適合する。筆者らの回転円板で得た結果では、Hatch-Choate の幾何標準偏差は、1.3~2.4 程度であった。Friedmann ら¹¹⁾ の羽根付回転円板では、1.2~2.0 の範囲と報告されている。粒径については、羽根付円板で得られた次式¹¹⁾がある。

$$\frac{d_{\max}}{r_0} = 1.2 \left[\frac{\Gamma}{\rho_L \omega r_0^2} \right]^{0.6} \cdot \left[\frac{\mu_L}{\Gamma} \right]^{0.2} \cdot \left[\frac{\rho_L \sigma L}{\Gamma^2} \right]^{0.1} \quad (18)$$

これと、回転円板による大山ら⁴²⁾、および筆者らの実験結果²³⁾ の比較を図 2 に示した。大山らの実験結果と Friedmann らの結果は一致する。筆者らの結果は粒径が小さいが、同じ傾向を示す。羽根付円板の場合には、液膜は空気と直角に、平板の場合には、平行に流れるが、同じ機構の分裂である。大山らの結果は高玉の結果と比較しても、2 倍近く大きいと報告されている⁴²⁾ こと、および、水に対する実験結果であること、筆者らの結果は Walton らと同様小さめの結果を示し、ともに粘性流体に対する結果であることを付言したい。単滴の分裂については、Hinze^{15, 16)}、Gordon¹²⁾、一色¹⁸⁾ らの限界ウェバー数 $We_{crit} = \rho_a U^2 r_c / \sigma$ に関する研究がある。空気との相対速度の大きな場合、その値を、Hinze は 6~10、一色は 5.5~14 と報告している。これによれば、通常の回転円板の操作条件でも、数百マイクロン以上の液滴の二次分裂の可能性は充分あることになるが、ここに、Velocity Spraying の可能性が問題となる。仮に、この機構にしたがい分裂するとすれば、 U を周速 ωr_0 におきかえて、得られる粒径が、 $d \propto (\sigma / \rho_a \omega^2 r_0^2)$ の関係で整理されるはずである。しかし、回転円板による微粒化実験で、この種の結果が得られてないことから、この機構は回転円板では、否定されるのであろう。円板の回りの随

図 2 膜状分裂における粒径の比較

伴気流のため滴-気間の相対速度の減少も考慮される。さらに、Schweitzer⁴⁹⁾ によれば、ノズルをはなれたのちも、固体壁に接していた流体と中心部の流体の間で、マッセン断力の調整が起こり、液柱の分裂が起こるといふ。回転円板では、自由液面と円板表面の間の回転運動が液流の乱れにどの程度作用するのであろうか。

あ と が き

理論面では、多くの研究があるのに、この装置で得られる粒径の実証データは意外に少ない、とくに、多重粒径分布の場合の微粒化特性に関する報告は皆無に近い。理論面では、ヒモ、あるいは、膜があってという状態の解析結果に、実際に円板周端で起こる現象を加味して、この装置により密着した成果が期待される。余滴の現象の解明には、液柱分裂の非線型解など要求されるのではあるまいか。

記 号

a	$(=\sqrt{\sigma/\rho_L g})$ ラプラス定数	[cm]	$\dot{W}$	= 流量	[Kg/sec]
D_n, D_0	= ノズル径, 円板直径	[cm]	W_0	= 静的滴下重量	[Kg]
$d_L, d_{\max}, d_s$	= 液柱直径, 液滴最大径, 面積平均径	[cm]	ΔW	= 動的滴下重量と静的滴下重量の差	[Kg]
J_0	= 第一種, 零次の Bessel 関数		α	= 液柱の軸方向座標	
k	$(=2\pi/\lambda)$ 波の山数	[cm ⁻¹]	α, α_0	= 乱れの大きさ, 初期乱れの大きさ	[cm]
L, L_c	= めくれ周長, 液柱の連続長さ	[cm]	Γ	= 単位めくれ周長当りの流量	[g/cm·min]
n	= 回転数	[rpm]	$\delta, \delta_{\min}$	= ヒモのピッチ・最少ピッチ	[cm]
Q, Q_c	= 流量, 遷移限界流量	[cm ³ /sec]	λ	= 波長	[cm]
$q, q_{\max}$	= 波の振幅の成長速度, 最大生長速度	[sec ⁻¹]	μ_L	= 液の粘度	[g/cm·min] または [g/cm·sec]
r_0, r_c	= 円板半径, 限界液滴半径	[cm]	ν	= 動粘度	[cm ² /sec]
t	= 時間	[sec]	ρ_g, ρ_L	= ガスの密度, 液の密度	[g/cm ³]
U	= ガスと液滴の相対速度	[cm/sec]	σ	= 表面張力	[g/sec ²] または [g/min ²]
V	= 液柱の速度	[cm/sec]	ω	= 角速度	[sec ⁻¹]

引用文献

- 1) Beams, J. W.: *J. Appl. Phys.*, **8**, 795 (1937)
- 2) Christiansen, R. M. and A. N. Hixson: *Ind. Eng. Chem.*, **49**, 1017 (1957)
- 3) Dixon, B. E., A. A. W. Russell and J. E. L. Swallow: *Brit. J. Appl. Phys.*, **3**, 115 (1952)
- 4) Dombrowski, N. and J. H. Routley: *J. Photogr. Sci.*, **10**, 96 (1962)
- 5) Dombrowski, N. and P. C. Hooper: *Chem. Eng. Sci.*, **17**, 291 (1962)
- 6) Dombrowski, N. and W. R. Johns: *ibid.*, **18**, 203 (1963)
- 7) Donnelly, R. J. and W. Glaberson: *Proc. Roy. Soc.*, **A 299**, 547 (1966)
- 8) Fraser, R. P., N. Dombrowski and J. H. Routley: *Chem. Eng. Sci.*, **18**, 315 (1963)
- 9) Fraser, R. P., N. Dombrowski and J. H. Routley: *ibid.*, **18**, 323 (1963)
- 10) Fraser, R. P., P. Eisenklam, N. Dombrowski and D. Hasson: *A. I. Ch. E. Journal*, **8**, 672 (1962)
- 11) Friedmann, S. J., F. A. Gluckert and W. R. Marshall, Jr.: *Chem. Eng. Progr.*, **48**, 181 (1952)
- 12) Gordon, G. D.: *J. Appl. Phys.*, **30**, 1759 (1959)
- 13) Hagerty, W. W., J. F. Shea and A. A. Mich: *J. Appl. Mech.*, **22**, 509 (1955)
- 14) Hinze, J. O. and H. Milborn: *ibid.*, **17**, 145 (1950)
- 15) Hinze, J. O.: *Appl. Sci. Res.*, **A 1**, 263 (1948)
- 16) Hinze, J. O.: *ibid.*, **A 1**, 273 (1948)
- 17) Holroyd, H. B.: *J. Franklin Inst.*, **215**, 93 (1933)
- 18) 一色尚次: Transportation Technical Research Institute of Japan. Report No. 35
- 19) 紙屋保, 茅野昭: 化学工学, **34**, 287 (1970)
- 20) 紙屋保, 茅野昭: 同上, **35**, 541 (1971)
- 21) 紙屋保, 茅野昭: 化学工学協会第36年会研究発表講演要旨集 E 307 (1971)
- 22) 紙屋保, 茅野昭: 化学工学協会第四回秋季大会 F 203 (1970) 及び第36年会 E 308 (1971)
- 23) 紙屋保, 茅野昭: 化学工学協会第四回秋季大会 F 204 (1970), 第36年会 E 309 (1971)
- 24) 倉林俊雄: 日本機械学会論文集, **25**, 1252 (1959)
- 25) 倉林俊雄: 同上, **25**, 1259 (1959)
- 26) 倉林俊雄: 同上, **25**, 1266 (1959)
- 27) 倉林俊雄: 同上, **26**, 1536 (1960)
- 28) Lane, W. R.: *Ind. Eng. Chem.*, **43**, 1312 (1951)
- 29) Magarvey, R. H. and B. W. Taylor: *J. Appl. Phys.*, **27**, 1129 (1956)
- 30) Manfre, G.: *ibid.*, **37**, 1955 (1966)
- 31) Manfre, G. and R. W. Whorlow: *Brit. J. Appl. Phys.*, **18**, 839 (1967)
- 32) Marshall, W. R. Jr. and E. Seltzer: *Chem. Eng. Progr.*, **48**, 501 (1950)
- 33) Marshall, W. R. Jr. and C. R. Adler: *ibid.*, **47**, 601 (1951)
- 34) Marshall, W. R. Jr.: *Chem. Eng. Progr. Monograph Ser.*, **2**, 50, 35 (1954)
- 35) Marshall, W. R. Jr. and L. Srtazhewski: *ibid.*, **50**, 63 (1954)
- 36) Marshall, W. R. Jr. and W. M. Herring: *A. I. Ch. E. Journal*, **1**, 200 (1955)
- 37) May, K. R.: *J. Appl. Phys.*, **20**, 932 (1949)
- 38) Meister, B. J. and G. F. Scheele: *A. I. Ch. E. Journal*, **13**, 682 (1967)
- 39) Miesse, C. C.: *Ind. Eng. Chem.*, **47**, 1690 (1955)
- 40) Ohnesorge, W.: *VDI-Z.*, **81**, 465 (1937)
- 41) 大山義年, 遠藤一夫: 化学工学, **17**, 256 (1953)
- 42) 大山義年, 江口誠之, 遠藤一夫: 同上, **17**, 269 (1953)
- 43) 大山義年, 江口誠之: 同上, **17**, 296 (1953)
- 44) 大野孝, 谷口修: 日本機械学会論文集, **18**, 23 (1953)
- 45) Rayleigh, L.: *Phil. Mag. S 5*, **34**, 177 (1892)
- 46) Rayleigh, L.: *Proc. Lond. Math. Soc.*, **10**, 4 (1878)
- 47) Richardson, E. G.: *Appl. Sci. Res.*, **A 4**, 374 (1952)
- 48) Ryley, D. J.: *J. Sci. Instr.*, **35**, 237 (1958)
- 49) Schweitzer, P. H.: *J. Appl. Phys.*, **8**, 513 (1937)
- 50) Squire, H. B.: *Brit. J. Appl. Phys.*, **4**, 167 (1953)
- 51) 高橋照男, 北村吉朗: 化学工学, **35**, 637 (1971)
- 52) 高玉嶺: 茨城大学工学部研究集報, **2**, 2 (1950)
- 53) 棚沢泰: 機械及び電気, **7**, 1133 (1942)
- 54) 棚沢泰, 齊藤八郎: 同上, **8**, 1 (1943)
- 55) 棚沢泰, 齊藤八郎: 同上, **8**, 129 (1943)
- 56) 棚沢泰: 同上, **8**, 247 (1943)
- 57) 棚沢泰, 宮阪芳喜, 梅原正彦: 日本機械学会論文集, **25**, 879 (1959)
- 58) 棚沢泰, 宮阪芳喜, 梅原正彦: 同上, **25**, 888 (1959)
- 59) 棚沢泰, 宮阪芳喜, 梅原正彦: 同上, **25**, 897 (1959)
- 60) 棚沢泰, 豊田章一郎: 同上, **20**, 299 (1954)
- 61) 棚沢泰, 本野春栄, 森 豊: 同上, **7**, 5 (1941)
- 62) 友近晋: *Proc. Roy. Soc.*, **A 150**, 322 (1935)
- 63) Tyler, E. and F. Watkin: *Phil. Mag.*, **14**, 849 (1932)
- 64) Tyler, E.: *ibid.*, **16**, 504 (1933)
- 65) Walton, W. H. and W. C. Prewett: *Proc. Phys. Soc.*, **62**, 23 (1949)