縮流する液柱の安定性に関する2, 3の考察*

高橋 照男**・北村 吉朗**

岡山大学工学部 工業化学科

緒 言

空气中に流出した液柱の安定性に関しては、流れ方向で液柱径が変化しない場合については多くの研究がなされているが、液柱径が減少する場合についての研究はこれまでほとんどなされていない。比較的小さな孔径のノズルから水平方向に流出する層流液柱には円筒状液柱に関する安定性理論⁽¹⁾が適用できることが知られている⁽²⁾。しかし垂直下方に流出するさいには液柱径が流れ方向で減少する。このような場合の液柱の挙動に関しては、ノズルからの微粒化⁽³⁾、水銀液柱による電解⁽⁴⁾等の実験的研究が報告されているに過ぎず、安定性理論に基づいて層流液柱長さを解析した例は見当たらない。

本研究では、Ziabicki ら⁽⁵⁾が縮流する液柱の安定性に対して Weber の理論⁽⁶⁾を近似的に応用した考えをさらに発展させ、垂直方向に流出し直径が減少する液柱の層流液柱長さならびに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い、両者におよぼす諸因子の影響を考察した。

1. 円筒状液柱についての既往の研究

直径が一様な円筒状液柱の安定性は Rayleigh⁽⁷⁾ や Weber⁽⁸⁾ によって解析されている。以下に本研究に関係のある既往の研究結果について簡単に述べる。

ノズル出口において液柱表面に中心軸に対称かつその大きさが Eq.(1) であらわされるような種々の波長を持つ乱れが生じると仮定する^(4,9)。

$$\delta = \bar{\delta}_0 \exp(q \cdot \theta) \cos(k \cdot z) \quad (1)$$

始めに生じる乱れはきわめて小さく、ほぼ同じ大きさであるが、特定の波長 λ^* を持つ乱れが最も成長しやすく、液柱を崩壊させるのに支配的に働くことになる。 λ^* およびその時の成長速度 q^* はそれぞれ次式で得られる⁽⁹⁾。

$$\lambda^* = \pi D \sqrt{2(1 + 3\mu/\sqrt{\rho D \sigma})} \quad (2)$$

* <Some Theoretical Studies on the Stability of a Contracting Liquid Jet>

Received on January 4, 1970

化学工学協会第 33 年会 (京都, 1968 年 4 月) および化学工学協会第 4 回秋季大会 (広島, 1970 年 10 月) にて発表

** Teruo Takahashi and Yoshiro Kitamura (Dept. of Ind. Chem., Okayama Univ., Okayama, Japan)

および

$$q^* = \{\sqrt{\rho D^3/\sigma} + 3\mu D/\sigma\}^{-1} \quad (3)$$

さらに液柱長さ (breakup length) は次式によって得られる⁽⁹⁾。

$$\frac{l}{D} = \ln\left(\frac{a}{\delta_0}\right) \left\{ \sqrt{\frac{\rho D u^2}{\sigma}} + \frac{3\mu u}{\sigma} \right\} \quad (4)$$

また、一波長の長さの液柱が一つの液滴になると考えれば、液滴径 d は

$$d = D \left\{ \frac{9}{2} \pi^2 (1 + 3\mu/\sqrt{\rho D \sigma}) \right\}^{1/6} \quad (5)$$

で与えられる⁽⁹⁾。

2. 直径が減少する場合の層流液柱長さについての理論的考察

流れ方向で液柱径が減少する場合には液柱の安定性におよぼす液柱径変化の効果を考慮することが必要であろう。

まず 1. に述べた円筒状液柱の場合と同様に液柱表面には Eq.(1) に示す表面乱れが発生し、この表面乱れの中で最大成長速度 q^* を持つ乱れだけが液柱の崩壊に関与すると仮定すれば、表面乱れの振幅 $\bar{\delta}$ は次式にしたがって増大すると考えられる。

$$\bar{\delta} = \bar{\delta}_0 \cdot \exp(q^* \cdot \theta) \quad (6)$$

つぎに、内径 D_0 のノズルから流出する密度 ρ 、粘度 μ 、表面張力 σ の液は Fig. 1 に示すように縮流すると考える。このときの液流速 u は軸方向距離 z のみに依存

Fig. 1 Model for a contracting liquid jet

Fig. 2 X calculated from Eqs.(18) and (19) for the case that $\ln(a_0/\delta_0)=13$

し、半径方向には速度分布を持たないと仮定する。直径が減少する液柱では、円筒状液柱とは異なり、 D および u だけではなく q^* もまた z に依存する。そこでFig. 1に示すように液柱をおおの一定の D , u および q^* を持つ微小部分 Δz に分割すれば、 Δz に対応する $\Delta\theta$ 間における δ の変化は次式で表わされる⁹⁾。

$$\Delta \ln(\delta/\delta_0) = q^* \cdot \Delta\theta = q^* \Delta z / u \quad (7)$$

ここで $\Delta z \rightarrow 0$, $\Delta\theta \rightarrow 0$ とすれば

$$d \ln(\delta/\delta_0) = (q^*/u) dz \quad (8)$$

上式を積分すれば z における表面乱れの振幅 δ は

$$\delta(z) = \delta_0 \exp \left[\int_0^z \frac{q^*}{u} dz \right] \quad (9)$$

流れ方向で直径が減少する層流液柱の直径と速度分布についてはDudaら¹¹⁾によって最近詳細な解析が行なわれているが、ここでは解析の簡略化のために、垂直下方に流出する層流液柱径は次式によって与えられると考える⁹⁾。

$$\frac{2gz}{u_0^2} + 1 = \left(\frac{D_0}{D} \right)^4 + 8 \left[\left(\frac{D_0}{D} \right) - 1 \right] / We_0 \quad (10)$$

さらに、ノズル基準のWeber数 We_0 が十分に大きいと仮定すればEq.(10)の右辺第2項は無視できる。したがって液柱径は次式によって与えられる。

$$D = D_0 \xi^{-2} \quad (11)$$

ここで、

$$\xi = (2gz/u_0^2 + 1)^{1/4} \quad (12)$$

液流速 u は連続の条件

$$u_0 D_0^2 = u D^2 \quad (13)$$

とEq.(11)とから z の関数として求めることができる。

つぎに、流れ方向で直径が減少する場合の表面乱れの最大成長速度はEq.(3)で与えられる円筒状液柱の場合の最大成長速度とは当然異なるが、ここでは液柱径 D の z による変化のみを考慮することによってEq.(3)で近似できると考える。そこでEqs.(3), (11), (12)より q^* を z の関数として求めることができる。

以上のようにして得た z の関数としての q^* と u を

Eq.(9)に代入して整理すれば次式が得られる。

$$\delta(z) = \delta_0 \exp \left[\frac{1}{\alpha} \int_1^\xi \frac{\xi^5}{1 + \gamma \xi} d\xi \right] \quad (14)$$

ここで α および γ は

$$\alpha = \sqrt{g^3 \cdot \rho D_0^3 / u_0^2 \sigma} / 4$$

および

$$\gamma = 3\mu / \sqrt{\rho D_0 \sigma}$$

で表わされる無次元数である。

つぎに δ_0 の大きさの初期振幅を持つ表面乱れがEq.(14)にしたがって増大し、その振幅 δ が半径 a に等しくなるとき液柱は崩壊し液滴になるとすれば、つぎの条件が得られる。

$z=l$ において

$$\delta(z) = a(z) \quad (15)$$

Eqs.(11)および(14)をこの条件に適用すれば、

$$\int_1^X \frac{\xi^5}{1 + \gamma \xi} d\xi = \alpha \ln \left(\frac{a_0 X^{-2}}{\delta_0} \right) \quad (16)$$

ここで X は $z=l$ のときの ξ の値を示す。すなわち

$$X = (2gl/u_0^2 + 1)^{1/4} \quad (17)$$

Eq.(16)の左辺の積分を行ない整理すると、層流液柱長さを与える次式が得られる。

$\gamma \xi \leq 1$ の場合

$$\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\gamma^{n-1}}{6+n} (X^{6+n} - 1) - \alpha \left(\ln \frac{a_0}{\delta_0} + \ln X^{-2} \right) = 0 \quad (18)$$

$\gamma \xi > 1$ の場合

$$\sum_{n=1}^6 \frac{(-1)^n}{n} \gamma^{n-1} (X^n - 1) + \gamma^{-1} \ln \left(\frac{1 + \gamma X}{1 + \gamma} \right) - \alpha \left(\ln \frac{a_0}{\delta_0} + \ln X^{-2} \right) = 0 \quad (19)$$

Fig. 2にEqs.(18)および(19)をregula-falsi法を用いて解いて得た X の値を α をパラメーターにして γ に対して示す。垂直下方に流出する場合の層流液柱長さ l はこの X の値から求められる。

これまでに述べたのは一般的な粘性液体の場合についてであるが、以下に低粘性液ならびに高粘性液の場合に

Fig. 3 Breakup point for contracting jet and cylindrical jet. l_1 is breakup length of contracting jet and l_2 is that of cylindrical jet

について考察する。

2・1 低粘性液の場合

慣性に比べて粘性が無視できる場合は Eq.(3) において $\mu=0$ とおけば、

$$q_1^* = \sqrt{\sigma/\rho D^3} \quad (20)$$

また、Eq.(14) と同様にして次式が得られる。

$$\bar{\delta}(z) = \bar{\delta}_0 \exp\left[\frac{1}{\alpha} \int_1^z \xi^5 d\xi\right] \quad (21)$$

Eqs.(11), (21) を Eq.(15) の条件に代入して整理すれば次式が得られる。

$$(X^7-1) - 7\alpha(\ln a_0/\bar{\delta}_0 + \ln X^{-2}) = 0 \quad (22)$$

したがって低粘性液の場合の層流液柱長さは Eq.(22) の根として得られる。

なお、Eq.(22) の第2項のうち $\ln X^{-2}$ の u_0 による変化は小さくほぼ一定と見なせるので、

$$A = (7/4)(\ln a_0/\bar{\delta}_0 + \ln X^{-2}) \quad (23)$$

とおけば次式が得られる。

$$\left(\frac{2gl}{u_0^2} + 1\right)^{1/8} = A \cdot \left(\frac{u_0^2 \rho D_0}{\sigma}\right)^{1/2} \left(\frac{g D_0}{u_0^2}\right) + 1 \quad (24)$$

さらに $2gl/u_0^2 \gg 1$ のとき、すなわち液柱径変化の効果がいずれも顕著なときは、次式のごとく簡単な式で層流液柱長さを近似的に求めることができる。

$$\frac{l}{D_0} = \frac{A^{8/7}}{2} \left(\frac{u_0^2 \rho D_0}{\sigma}\right)^{4/7} \left(\frac{g D_0}{u_0^2}\right)^{1/7} \quad (25)$$

2・2 高粘性液の場合

粘性に比べて慣性が無視できるときは、Eq.(3) において $\rho=0$ とおけば

$$q_1^* = \sigma/3 \mu D \quad (26)$$

Fig. 4 Breakup length of contracting liquid jet calculated from Eq.(18)

また Eq.(14) と同様にして次式が得られる。

$$\bar{\delta}(z) = \bar{\delta}_0 \exp\left[\frac{1}{\alpha} \int_1^z \xi^5 d\xi\right] \quad (27)$$

Eqs.(11), (27) を Eq.(15) の条件に代入して整理すれば次式が得られる。

$$X^6 - 1 - 6\alpha \gamma [\ln(a_0/\bar{\delta}_0) + \ln X^{-2}] = 0 \quad (28)$$

したがって、高粘性液の場合の層流液柱長さは Eq.(28) の根によって与えられる。なお2・1と同様に

$$B = (9/2)(\ln(a_0/\bar{\delta}_0) + \ln X^{-2}) \quad (29)$$

とおけば次式が得られる。

$$\left(\frac{2gl}{u_0^2} + 1\right)^{3/4} = B \left(\frac{g D_0}{u_0^2}\right) \left(\frac{u_0 \mu}{\sigma}\right) + 1 \quad (30)$$

さらに $2gl/u_0^2 \gg 1$ の場合は次式によって層流液柱長さを近似的に求めることができる。

$$\frac{l}{D_0} = \frac{B^{4/3}}{2} \left(\frac{g D_0}{u_0^2}\right)^{1/3} \left(\frac{u_0 \mu}{\sigma}\right)^{4/3} \quad (31)$$

3. 層流液柱長さの計算例

流れ方向で直径が減少する液柱と円筒状液柱との崩壊点の比較を Fig. 3 に示す。図中の実線は Eq.(14) から計算した垂直下方に流出する液柱の表面乱れの振幅 $\bar{\delta}$ および Eq.(11) から計算した液柱半径 a を示す。また鎖線は Eqs.(3) および (6) から計算した円筒状液柱の $\bar{\delta}$ と $a (=a_0)$ とを示す。垂直下方に流出する液柱の場合は l_1 において、また円筒状液柱の場合は l_2 において表面乱れの振幅が液柱半径と等しくなり液柱が崩壊して滴が生成することを示している。直径が減少する場合は、

Fig. 5 Effect of liquid viscosity and surface tension on breakup length of contracting liquid jet

Fig. 6 Diameter of drops broken off from laminar liquid jet, when $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1 \text{ c.p.}$, $\sigma = 70 \text{ dyn/cm}$ and $\ln(a_0/\delta_0) = 13$.

その表面乱れの最大成長速度が円筒状液性を仮定した場合の最大成長速度よりも小さいため、層流液柱長さはより長くなる傾向がうかがえる。

Fig. 4はEq.(18)をregula-falsi法によって解いて得た垂直下方に流出する場合の層流液柱長さ l を液流速 u_0 に対して示したもので、点線で示したのはEq.(4)から求めた円筒状液柱の場合の値である。Fig. 3に示した結果と同様に垂直下方に流出する液柱の層流液柱長さは同一流速では円筒状の場合よりも幾分長い。また図からも明らかなように l と u_0 との関係は円筒状の場合のような直線的な比例関係とは多少異なっている。また液柱径が減少することによる影響はノズル径が大きいほど顕著である。

Fig. 5は垂直下方に流出するときの層流液柱長さにおよぼす液の粘度と表面張力の影響を示したもので、実線はEqs.(18)および(19)を解いて得た層流液柱長さを示す。また鎖線はEq.(22)およびEq.(28)を解いて得

た層流液柱長さを示す。Eqs.(18), (19)より得た値は液の粘度が小さなきときおよび大きなきときにはいずれもEq.(22)およびEq.(28)からの計算値と良く一致している。さらにEq.(4)から得られる円筒状液柱の場合の計算値も合わせて示した。図から明らかなように、Eqs.(18), (19)から求めた層流液柱長さ l はEq.(4)からの計算値と同様に、 μ が大きいほどあるいは σ が小さいほど大きくなる。また μ が大きいほどあるいは σ が小さいほど両者の差が大きくなる傾向がある。なおこれらの値は μ と σ 以外の因子を図中に示したように一定値に保ち計算したものである。

4. 層流液柱から生成する液滴径

円筒状の層流液柱が崩壊して生じる液滴径はEq.(5)で表わされる。直径が減少する液柱の場合も円筒状液柱の場合と同様に一波長の長さの液柱が同体積の滴になると仮定する。このときの最も成長しやすい表面乱れの波長はEq.(2)で与えられる円筒状液柱の波長とは当然異なると考えられるが、ここでは解析の簡略化のために、 q^* と同様に液柱径の距離 z による変化のみを考慮すればEq.(2)で近似できると仮定する。そこで、液柱の崩壊点すなわち $z=l$ における最も成長しやすい表面乱れの波長 λ_B^* を次式のように表わす。

$$\lambda_B^* = \pi D_B \sqrt{2(1 + \gamma X)} \quad (32)$$

ここで D_B は $z=l$ における液柱径で次式で与えられる。

$$D_B = D_0 X^{-2} \quad (33)$$

つぎに直径 D_B で長さ λ_B^* の液柱と同体積の滴径 d は次式で与えられる。

Fig. 7 Effect of liquid viscosity on diameter of drops broken off from laminar liquid jet

Fig. 8 Effect of surface tension on diameter of drops broken off from laminar liquid jet

$$d = (1.5 \cdot D_0^2 \cdot \lambda_B^*)^{1/3} \quad (34)$$

したがって、垂直下方に流出する層流液柱から生じる液滴径は次式によって得られる。

$$d = \{4.5 \pi^2 (1 + \gamma \cdot X)\}^{1/6} \cdot D_0 \cdot X^{-2} \quad (35)$$

Fig. 6はEq.(18)を解いて得た X を用いてEq.(35)から計算した液滴径 d を u_0 に対して示したものである。図中の破線はいずれもEq.(5)から計算した円筒状液柱から生じる液滴径を示している。図から明かなように円筒状液柱からの液滴径はノズル径と液物性によって決まるが、直径が減少する液柱の場合の液滴径 d はノズル径と液物性以外に液流速 u_0 の影響も受け、 d は u_0 が増加するにつれて大きくなり、一定値すなわちEq.(5)の示す値に漸近する。なお両者の液滴径の差はノズル径が大きくなるほど著しくなる傾向が見られる。

Fig. 7は液滴径におよぼす液の粘度の影響を、またFig. 8は液の表面張力の影響を示すもので、いずれも比較のためEqs.(5)と(35)の結果を合わせて示した。Fig. 7から明かなように、Eq.(5)から求めた d は μ が大きいほど幾分大きくなるのに比べて、Eq.(35)から計算した d は、高流速域を除けば、 μ が100 c.p.程度まではほとんど μ の影響を受けず、それ以上に大きな μ では急に小さくなる傾向が見られる。またFig. 8からも明かなように、Eq.(5)からの d は σ の影響をほとんど受けないが、Eq.(35)から計算した d は σ が小さいほど

小さくなる。

結 言

流れ方向で直径が減少する液柱の一例として垂直下方に流出する液柱の層流液柱長さならびに液柱から生じる液滴の大きさについて解析し、つぎのような結果を得た。

1) 垂直下方に流出する場合の層流液柱長さは一般的な粘性液ではEq.(18)あるいはEq.(19)の根として、低粘性液ではEq.(22)の根として、また高粘性液ではEq.(28)の根として与えられる。

2) 垂直下方に流出する場合の層流液柱長さは円筒状液柱の場合よりも長く、液流速による変化の様子は円筒状液柱の場合の直線関係と多少相異なる。また液の粘度が大きいほど、あるいは表面張力が小さいほど層流液柱長さは長くなる。

3) 垂直下方に流出する層流液柱から生じる液滴の大きさはEq.(35)で与えられる。この場合の液滴径は円筒状液柱の場合とは異なり液流速が大きくなるにつれて大きくなる。また液滴径におよぼす液の粘度と表面張力の影響も円筒状液柱の場合とは異なり、液滴径は粘度によってはほとんど影響を受けないが、表面張力が小さいほど小さくなる。

Nomenclature

A	= constant in Eq.(23)	[—]	g	= gravitational acceleration	[cm/sec ²]
a	= radius of liquid jet	[cm]	k	= wave number	[1/cm]
a_0	= radius of nozzle	[cm]	l	= breakup length of laminar liquid jet	[cm]
B	= constant in Eq.(29)	[—]	q	= growth rate of a disturbance	[1/sec]
D	= diameter of liquid jet	[cm]	q^*	= maximum growth rate of disturbances	[1/sec]
D_0	= diameter of nozzle	[cm]	u	= velocity of liquid jet	[cm/sec]
d	= diameter of drop	[cm]	u_0	= average velocity of jet at nozzle exit	[cm/sec]

We_0 = Weber number defined at nozzle = $u_0^2 \rho D_0 / \sigma$ [—]	μ = viscosity of liquid [g/cm $\cdot$ sec]
X = dimensionless number defined by Eq.(17) [—]	ξ = dimensionless number defined by Eq.(12) [—]
z = axial distance [cm]	ρ = density of liquid [g/cm 3]
α = dimensionless number = $\sqrt{g^2 \rho D_0^3 / u_0^2 \sigma} / 4$ [—]	σ = surface tension of liquid [dyn/cm]
r = dimensionless number = $3 \mu / \sqrt{\rho D_0 \sigma}$ [—]	
δ = disturbance on surface of liquid jet [cm]	<Subscripts>
$\bar{\delta}$ = amplitude of disturbance [cm]	B = value defined at breakup point
δ_0 = initial amplitude of disturbance [cm]	I = inviscid liquid jet
θ = time [sec]	0 = value defined at nozzle exit
λ^* = wave length of disturbance with maximum growth rate [cm]	V = highly viscous liquid jet

Literature cited

- 1) Duda, R. L. and J. S. Vrentas: *Chem. Eng. Sci.*, **22**, 855 (1967)
- 2) Grant, R. P. and S. Middleman: *A. I. Ch. E. Journal*, **12**, 699 (1966)
- 3) Kurabayashi, T.: *Trans. J. S. M. E.*, **25**, 1266 (1959)
- 4) Lord Rayleigh: *Proc. London. Math. Soc.*, **10**, 7 (1878); "Theory of Sound" vol. 2, 351. Dover (1945)
- 5) Marshall Jr., W. R.: *Chem. Eng. Progr. Monograph Series*, vol. 50, No. 2, 3 (1954)
- 6) Smith, S. W. and H. Moss: *Proc. Roy. Soc. London*, **A 83**, 373 (1919)
- 7) Tanasawa, Y. and S. Toyoda: *Trans. J. S. M. E.*, **20**, 299, 306 (1954)
- 8) Weber, C.: *Z. Angew. Math. Mech.*, **11**, 136 (1931)
- 9) Ziabicki, A. and R. Takserman-Kroser: *Roczniki Chemii*, **37**, 113 (1963)

低 Re 数領域における充填層の液境膜物質移動係数*

宮内 照勝**・野村 剛志**

東京大学工学部 化学工学科

1. 緒 言

化学装置としての充填層は接触反応操作、伝熱および物質移動操作、クロマトグラフィー操作などにおいて広範な応用範囲をもつ装置であり、従来から多数の研究が行なわれて著しく理解が進んだが、未解決の現象も少なくない。

本研究では、これらのうち、粒子、流体間の物質移動を扱っていくが、研究の直接の動機となったのは、直径数十ミクロン程度の球状触媒を用いた Fluid Bed 型接触反応装置における粒子容量効果¹⁾に関連して、粒子、流体間物質交換過程の速さ（ガス系で $Re_p \approx 10^{-2}$ 程度の低 Re 数領域での値）を知るため、境膜物質移動係数に関する既往の諸研究にしたがって解析したところ、たがい

に矛盾する結果が得られ、この解決が必要であったことによる。

充填層における粒子・流体間の物質移動係数については、内田、塩谷の先駆的な研究¹¹⁾ (1936) があり、圧降下に関する Carman の研究¹²⁾ (1937) の前年であり、Gamson, Thodos, Hogen¹³⁾ (1943) および Hurt の研究¹⁴⁾ (1943) がこれにつづく。その後急速に研究が進展するが、これらは大別して、(1) 不活性の充填物より成る充填層内に置いた単一活性充填物（球状が普通）表面での局部的あるいは全体としての熱、物質の境膜移動係数の研究、(2) 活性の充填物と不活性の充填物とを適当な割合で均一に混合して充填層を形成させて、層出口において移動の推進力が飽和に達しないよう配慮した充填層（以下希釈充填層と呼ぶ）における移動係数の研究、および (3) 充填物が全部活性な充填層における研究の三種に分類できる。これら三種の充填層における境膜物質移動係数の差は、熱または物質の拡散境膜が相対する活性面の間で相互作用をもつか否かに集約されると思われる

* <Liquid-film Coefficient of Mass Transfer for Packed Beds in Low Reynolds Number Regime>
Received on March 3, 1971

** Terukatsu Miyauchi and Tsuyoshi Nomura (Dept. of Chem. Eng., Univ. of Tokyo)

凍結過程に発生する熱応力（小森友明・平井英二，化学工学，35，1217～1223（1971））

本報では，食品の凍結操作を一種の熱衝撃と考え，凍結層内に発生する熱応力を解析的に求め，実験結果と比較した。この問題を解くにあたり，凍結層は elasto-plastic free plate であるとし，塑性降伏条件は Mises の歪エネルギー説に従うものとした。また，凍結層温度分布はすでに筆者らが提示した近似的な Neumann 解より求められた。そして，ここで導かれた近似解から得られる熱応力分布は実験結果と比較的よく一致した。

マクロセルを分離した応力腐食割れの試験法（鈴木紹夫・山辺 稔・北村義治，化学工学，35，1224～1228（1971））

オーステナイトステンレス鋼の沸騰 35% MgCl₂，pH=3 中における応力腐食割れを，割れアノードとカソードを分離する手法を用いて電気化学的に調べた。この結果，割れアノードとカソードを外回路を通して接続することにより，割れ伝播に伴う溶解電流を実測でき，割れ過程を発生と伝播に明確に区別できる。さらに定電位電解装置を利用して割れアノードをカソード電位と同一に設定して短絡状態をシミュレートすると，割れの伝播に伴うカップル電位の降下がなく，割れを促進できる。割れ感受性の低い材料および環境に対する応力腐食割れの可能性を伝播の限界電位とその環境における鋼の自然電位を比較することによって判定できる。

縮流する液柱の安定性に関する 2，3 の考察（高橋照男・北村吉朗，化学工学，35，1229～1234（1971））

縮流する液柱について円筒状液柱に対する液柱安定性理論を近似的に適用して，垂直下方に流出する液柱の層流液柱長さおよび層流液柱から生成する液滴の大きさを理論的に考察した。その結果，層流液柱長さは円筒状液柱を仮定した場合に比べて幾分長くなり，液流速との関係は直線的ではないことを見出した。さらに生成する液滴の大きさは円筒状液柱の場合とは異なり，ノズル径以外に液流速の影響を受け，液の粘度の影響はほとんど受けず，表面張力が大きいほど液滴径が大きくなることを明らかにした。

低 *Re* 数領域における充填層の液境膜物質移動係数（宮内照勝・野村剛志，化学工学，35，1234～1240（1971））

拡散電流法をもちいて，一定流速の液流中に置いた単一球，連珠球の液境膜物質移動係数，およびガラスビーズ充填層内に置いた単一活性球の境膜係数を測定した。連珠球の測定結果にもとづいて最低 *Sh_p* に対する Cornish の考え方を検討した。また，充填塔の結果では測定範囲内で，*Sh_p* がある一定値に近づく傾向はなく，実測値から最低の *Sh_p* を決定するのは困難であることを示した。充填層のデータは次式で相関できた。即ち $10^{-3} < Re_h < 5$ で， $j_{Dh} = 1.0/Re_h^{2/3}$ ， $5 < Re_h < 10^2$ で $j_{Dh} = 0.75/Re_h^{1/2}$ 。

低レイノルズ数域における充填層のガス境膜物質移動係数（宮内照勝・菊地辰次・片岡 広，化学工学，35，1240～1245（1971））

パルス反応器を用いて低 *Re* 数域における充填層のガス境膜物質移動係数を測定した。軸方向の流体の混合拡散を考慮して実験結果を解析した。充填した球形の粒子の表面に被覆した濃厚 KOH 水溶液膜への炭酸ガスの吸収により，ガス境膜物質移動係数は， $Re Sc^{2/3} < 50$ の流動範囲において $Sh(=k_{og}d_p/D_M) \div 10 \sim 12$ であらわされる。

多成分系蒸留における最適原料供給点（西野晴生，化学工学，35，1246～1250（1971））

多成分系蒸留において，還流比，全理論段数，留出量および原料組成を与えて，着目成分の分離が最大となるような最適な原料供給点とこのときの末端組成を同時に求める方法を示した。この方法は計算時間を節約し，他の設計条件にも応用しうることを数値例によって示した。

2 次元ノズル壁への粒子の沈着（湯 晋一・井伊谷鋼一，化学工学，35，1251～1257（1971））

重力沈降および慣性衝突が支配的な領域について流入粒子が2次元ノズル壁に沈着する機構を計算および実験の両面から検討した。その結果つぎの結論を得た。

- 1) Rosenhead の流れを用いた筆者らのモデルが2次元ノズル壁への粒子沈着の機構をほぼ説明している。
- 2) 無次元沈降速度 *G* が 0.005 より大になると沈着率は無視できなくなる。
- 3) 慣性パラメーター *Ψ* の値によって沈着率は大きく変化し，*Ψ* が大きくなれば *G* が小さくても沈着率は無視しえなくなる。

<化学工学データ>

酢酸-イソプロパノール-水-酢酸イソプロピル系の気液平衡関係（西 泰英，化学工学，35，1257～1262（1971））

酢酸-イソプロパノール-水-酢酸イソプロピル系の気液平衡関係を測定した。気液平衡比 (*K*) と温度 (*t* または *T*) の関係は，酢酸に対しては

$$K_1 = 2.33 \times 10^{-2} t(^{\circ}\text{C}) - 1.771$$

で，その他の成分に対しては

$$\log K_i = -A_i/T + B_i$$

であらわされることがわかった。

<寄書>

単一気泡の上昇速度のバラツキ（柘植秀樹・田崎 稔・日比野真一，化学工学，35，1263～1264（1971））

11種の低粘度液中を上昇する単一空気泡の上昇速度を測定し，2回蒸留水などの水の場合に上昇速度のバラツキの顕著なことを明らかにした。また，そのバラツキの原因についても考察した。

透過を伴う粒子層の限界掃流条件——細粗ならびに微粒子充填層——（白戸紋平・大佐々邦久・村岡利治，化学工学，35，1265～1266（1971））

流通式濾過濃縮操作の基礎研究を目的として，透過をとまなう粒子充填層の隣接粒子の干渉効果を空間率関数によって補正し，さらにしゃへい係数の流速比による変化および粒子の揚力効果を考慮して限界掃流条件の修正基礎式を導き，より広範囲の充填粒子径ならびに流速比について成立することを実験的に確かめた。

Particle Precipitation on Two-dimensional Nozzle Wall, S. Yuu and K. Iinoya (Kyoto Univ.)
Kagaku Kōgaku, 35, 1251~1257 (1971)

Particle trajectories and particle precipitating efficiencies η_w in a two-dimensional nozzle are numerically calculated by using Rosenhead's equation of fluid velocity distribution in the region, where gravitational and inertia forces mainly affect on the particle motion. The experimental data obtained in the same region are compared with calculated ones, and the mechanism of particle precipitation on a nozzle wall are discussed. In consequence the following results are obtained.

- 1) This model seems to represent fairly well the mechanism of particle precipitation on a two-dimensional nozzle wall.
- 2) When dimensionless precipitating velocity G is larger than 0.005, η_w is not negligible, i.e. $\eta_w \neq 0$.
- 3) η_w is also influenced by inertia parameter ψ . When ψ is large, η_w can not be neglected even if G is small.

<Chemical Engineering Data>

Vapor-Liquid Equilibria of Acetic Acid-Isopropanol-Water-Isopropyl Acetate System, Y. Nishi (Ehime Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1257~1262 (1971)

Vapor-liquid equilibrium data were determined for the system acetic acid-isopropanol-water-isopropyl acetate. The correlation between vapor-liquid equilibrium ratio (K) and temperature (t or T) were expressed as Eq. (1) for acetic acid and Eq. (2) for other components.

$$K_i = 2.33 \times 10^{-2} t - 1.771 \quad (1)$$

$$\log K_i = -A_i / T + B_i \quad (2)$$

<Short Communications>

The Rising Velocity of Single Air Bubbles—On the Scatter of the Data—, H. Tsuge, S. Hibino and M. Tazaki (Keio Gijuku Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1263~1264 (1971)

The rising velocity of single air bubbles in various inviscid liquids were measured and it was found that the scatter of the data in distilled water was very large compared with that in other liquids.

The reason of the scatter of the data was discussed.

Critical Tractive Condition of Particulate Beds under Permeation—Coarse and Fine Particulate Beds—, M. Shirato, K. Osasa and T. Muraoka (Nagoya Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1265~1266 (1971)

In the mathematical treatment of the so-called filter thickening operation, the equation for the critical tractive condition for a particle in particulate beds under permeation is modified by using a voidage function $F(\epsilon)$ which represents the interference effect on the particle due to the existence of adjacent particle in beds, the change in exposure factor in accordance with the velocity factor m and the lift force.

The modified equation can be applied in wider range of particle diameter and the velocity factor.

Liquid Film Coefficient of Mass-Transfer for Packed Bed in Low Reynolds Number Regime, T. Miyauchi and T. Nomura (Univ. of Tokyo)

Kagaku Kōgaku, 35, 1234~1240 (1971)

By applying the diffusion current method, liquid film coefficients of mass-transfer are measured for single sphere or sphere arrays, both immersed in a free liquid stream of uniform velocity. Measurement is also performed for an active sphere placed in a packed bed of dummy glass beads. The concept by Cornish for the lowest Sh_p is examined from the data obtained by the sphere arrays. Determining the lowest Sh_p from the packed bed runs is shown difficult, since there is no indication of Sh_p to approach a certain lowest value under the flow condition tested. The packed bed data are correlated as follows: $j_{Dh} = 1.0/Re_h^{2/3}$ for $10^{-3} < Re_h < 5$, and $j_{Dh} = 0.75/Re_h^{1/2}$ for $5 < Re_h < 10^2$

Gas Film Coefficient of Mass Transfer for Packed Beds at Low Reynolds Numbers, T. Miyauchi, T. Kikuchi and H. Kataoka (Univ. of Tokyo)

Kagaku Kōgaku, 35, 1240~1245 (1971)

Gas film coefficients of mass transfer are measured for packed beds by using a pulse reactor method. Axial dispersion of fluid is taken into consideration to analyse experimental results.

Mass transfer coefficients for absorption of gaseous CO_2 into concentrated aqueous KOH film supported on spherical packings are approximately expressed by $Sh(k_{og} d_p / D_M) = 10 \sim 12$ for the flow region of $Re Sc^{2/3} < 50$

Optimum Feed Point in Multicomponent Distillation, H. Nishino (Chiyoda Chem. Eng. & Const. Co., Ltd.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1246~1250 (1971)

A new method for calculating the terminal compositions of a multicomponent rectifying column, giving optimum feed plate location for the maximum separation of key components for a given value of reflux ratio, total number of plates, rate of distillate and feed compositions, was proposed.

Numerical examples showed the method was of very much useful for reducing computing time and for designing purpose.

An Analysis of Thermal Stresses in the Freezing of Food-Stuff, T. Komori and E. Hirai (Kanazawa Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1217~1223 (1971)

Regarding the freezing of foods as the thermal shock, an approximate analytical solution of the thermal stress occurring within the solid phase is derived and compared with the experimental results. To solve this problem, the solid phase is assumed to be a elastoplastic free plate according to the Mises yield condition and the temperature distribution in the solid phase is calculated from the approximate Neumann's solution, with convection at the surface, presented by authors. The thermal stress profile estimated by this solution is in fairly good agreement with the experimental results.

An Electrochemical Testing Method for Stress Corrosion Cracking by Separating the Crack Anode from Cathode, T. Suzuki, M. Yamabe and Y. Kitamura (Ajinomoto Co., Inc.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1224~1228 (1971)

The initiation and propagation processes of stress corrosion cracking (SCC) of austenitic stainless steels in boiling 35% $MgCl_2$, pH 3.0 were investigated electrochemically by means of separating the crack anode from the cathode. The dissolution current can be measured by connecting the anode with the cathode through an external electric circuit, as the result the distinction of the crack initiation and propagation becomes very easy. The simulation of the short circuit condition by keeping the crack anode potential at the potential of cathode using a potentiostat makes the coupled potential not to fall accompanying the crack propagation and accelerates the dissolution of crack anode to fail. For materials and environments which have low susceptibility to SCC, it can be clearly decided whether the SCC occurs or not to compare the critical potential for the crack propagation, not the initiation, with the rest potential of the steel in the considering environment. If the former is less noble than the latter, SCC can occur.

Some Theoretical Studies on the Stability of a Contracting Liquid Jet, T. Takahashi and Y. Kitamura (Okayama Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1229~1234 (1971)

A theoretical analysis has been performed on the stability of a contracting liquid jet issued downward into the atmosphere by applying approximately the stability theory for a cylindrical liquid jet. It was found consequently that the laminar breakup length of a contracting jet is longer than that of a cylindrical one, and is not linearly proportional to the jet velocity. Furthermore, it was found that the diameter of drops formed by the disintegration of a laminar contracting jet depends upon the nozzle diameter, the jet velocity and the surface tension of liquid, and nearly not upon the liquid viscosity.