空气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*

高橋 照 男**・北 村 吉 朗**

岡山大学工学部 工業化学科

緒 言

異相流体中への液の分散機構を解明することは工学的に重要な問題である。比較的液流速が遅くノズル出口で滴が生成する領域での液滴に関してはこれまでかなり多くの研究がなされているが、より速い液流速域で形成される液柱の挙動ならびにその崩壊によって生じる液滴についての研究は少ない。

空气中における液柱の安定性は古くから多くの研究者の興味を引き、実験的な研究も多い^{1,3,4,7)}。既往の研究によれば、水平方向に流出する層流液柱の挙動は円筒状液柱を仮定した安定性理論^{2,9)}と良く一致することが知られている^{1,9)}。しかしながら垂直下方に流出する液柱に関する研究は少なく⁷⁾、この種の液柱の挙動に安定性理論を適用した研究は殆んど見当たらない。著者らは垂直下方に流出するときの液柱の直径の変化を考慮して縮流する液柱の安定性を解析し、円筒状液柱を仮定したときの解析結果⁹⁾とは幾分異なることを明らかにした⁵⁾。

本研究では、粘性および表面張力の異なる種々の液をノズルから空气中へ垂直下方に流出させ、層流液柱長さおよび生成する液滴の大きさについての実験を行ない、前報⁵⁾で得た解析結果との比較検討を行なった。また既往の研究では表面乱れの初期振巾は一定値として取り扱かわれるか、わずかに物性によって変化することが指摘されているにすぎないが¹⁾、液物性およびノズル径の無次元項で相関できることを明らかにした。

1. 実験装置と実験方法

Fig. 1 に実験装置の概略を示す。液は恒圧タンク①から温度調節器②、ニードルバルブ③を経てノズル④から空气中へ垂直下方に流出する。機械的な振動を除くために別室に設置したコンプレッサーからの空気を自動制御用調圧弁を経て恒圧タンクへ供給し、タンク内の圧力を $0.5 \sim 2.0 \text{ Kg/cm}^2$ の範囲で一定に保った。

* <Breakup Length of a Liquid Jet in Atmosphere and Diameter of Drops Formed by Disintegration of a Jet> Received on August 9, 1971

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 (正会員) and Yoshiro Kitamura (正会員) Dept. of Ind. Chem., Okayama Univ., Okayama, Japan

使用したノズルは Fig. 2-a に示すように注射針用のステンレス管を1/2B塩ビ管に取り付けたもので、ノズル先端は液で濡れないように鋭角状に加工した。また一部の試験では b に示すように真鍮円筒にドリルでせん孔し1/2B塩ビ管に取り付けたものも使用した。Table 1 に使用したノズルの寸法を示す。液柱の挙動はノズル径以外にノズルの長さの影響も受けるので⁶⁾、いずれも内径に比べて十分に長いノズルを用いた。またノズル上部には約1mの助走区間を設けた。使用した液は水道水、各種濃度のグリセリン水溶液およびメタノールで、

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

Fig. 2 Geometry of nozzle

a) $u_0=63.2$ cm/sec b) $u_0=90.4$ cm/sec
c) $u_0=103.5$ cm/sec d) $u_0=322.0$ cm/sec
e) $u_0=1052$ cm/sec

Fig. 3 Photographs of breakup of water jet issued from nozzle No.3

Fig. 4 Effect of solid surface on breakup point of water jet, for the case that $D_0=0.331$ cm and $u_0=26.07$ cm/sec

Table 2 にその物性値を示す。

液流速はノズルから流出する液をストップウォッチとメスシリンダーで直接計量して求め、液柱長さ (breakup length) と液滴径は瞬間閃光を用いて撮影したネガフィルムから測定した。液滴径は極めて流速のおそい領域では均一であることが確かめられたので、150~200 個の滴の容積を測定して平均径を求めた。また流速の速い領域については 50~100 個の滴をネガフィルムから読みとり、その体積平均径を求めた。なお層流液柱から生

Table 1 Dimension of nozzles

nozzle No.	D_0 [cm]	L/D_0 [—]
1	0.051	62.0
2	0.087	57.1
3	0.142	42.1
4	0.195	51.9
5	0.234	86.0
6	0.331	78.5
7*	0.108	9.29
8*	0.160	13.7
9	0.215	14.4
10	0.254	20.3
11*	0.310	15.8
12*	0.413	14.5

* nozzles with an asterisk are constructed from drilled brass rods

Table 2 Physical properties of liquid

Substance	Density [g/cm ³]	Viscosity [c. p.]	Surface tension [dyn/cm]	Working temp. [°C]
water	0.996	0.800	71.2	30
methanol	0.792	0.61	22.5	20
45% wt glycerine aq.	1.110	3.63	67.9	30
65% wt glycerine aq.	1.162	10.0	66.3	30
82% wt glycerine aq.	1.206	49.2	59.5	25.5
89% wt glycerine aq.	1.228	122.7	60.5	26

成する滴径は主滴と余滴とに分けられるが、理論式と比較する都合上主滴のみの平均値を用いた。また液滴の形状は球形とはならず、偏平あるいは長楕円状となるので、液滴径としては回転楕円の相当直径を用いた。

2. 実験結果と考察

2.1 breakup pattern

本実験においても既往の研究結果^{1,7)}と同様に液の流出状態は液流速の増加につれて単一滴下から層流液柱、乱流液柱へと変化していくことが観察された。すなわち液流速が小さいときはノズル先端に液滴が形成されるが、液流速が液柱のでき始める流速を越えると液柱が形成され始め、液柱長さは液流速の増加につれて長くなり、臨界流速において最大値に達した後急速に減少する。

Fig. 3 は水を流出させたときの液柱の breakup pattern を示すもので、このときの液柱長さは Fig. 5 に示す。a は典型的な層流液柱の崩壊を示す。この領域での液柱は中心軸に対称な表面乱れ (symmetric disturbance) によって崩壊しているように見受けられる。b は臨界流速付近における液柱の崩壊を示すもので、崩壊の様子は a とほぼ同じであるが、崩壊点の変動がかなり大きい。これは表面乱れの初期振幅が少し変動すること、あるいは最も成長し易い波長の表面乱れだけではなく波長の異なる表面乱れも崩壊に関与していることによるものと推測される。c は限界流速を少し越えた流速での崩壊を示すもので、液柱は極めて不安定で途中で崩壊することがある。d, e は乱流液柱を示すもので、この領域での液柱は中心軸に非対称な表面乱れ (sinuous disturbance) に

Fig. 5 Effect of nozzle diameter on breakup length of water jet

Fig. 6 Effect of physical properties of liquid on breakup length of liquid jet

よって崩壊している。

Fig. 4は液柱の崩壊点直下にガラス板を置いたときの影響を示す。写真から明らかなように液柱長さは長くなる。ガラス板を崩壊点直下から次第に下げてある程度以上遠ざけるとその影響は認められなくなる。また固体面ではなく液面の場合にはほとんど影響を受けなかった。この現象は臨界流速付近で特に顕著であった。このような現象が起こる原因は不明であるが、実験を行なうにあたり、受液面を可能な限り遠ざけ、受液槽には常に十分な液が停滞するようにした。

2.2 液柱長さ

Fig. 5は種々のノズルから水を流出させたときの液柱長さ l を液流速 u_0 に対して示したもので、ノズル径が大きいかほど層流液柱長さは長くなる。また、Fig. 6には水、メタノールおよびグリセリン水溶液を流出させたときの液柱長さを示す。同一液流速での層流液柱長さは表面張力が小さいほど長く、液の粘度が大きくなると少し短く、さらに粘度が大きくなると l は長くなる(2・4参照)。

つぎに縮流する液柱の安定性に関して著者らが得た解析結果と本実験結果との比較検討を試みよう。垂直下方に流出するときの層流液柱長さ l は次式で与えられる⁹⁾。

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

ここで、 α , γ , X はそれぞれ次式で表わされる無次元数である。

Fig. 7 Laminar breakup length of 45% glycerine aqueous solution jet

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= (g \cdot D_0 / 4 u_0) \sqrt{\rho D_0 \sigma} \\ \gamma &= 3 \mu / \sqrt{\rho D_0 \sigma} \\ X &= (2 g l / u_0^2 + 1)^{1/8} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Fig. 7は45%グリセリン水溶液を用いたときの層流液柱長さを示したもので、図中の実線はEq.(1)を解いて得た l の値を示す。なお理論値を求めるにあたり $\ln(a_0/\delta_0)$ の値は図に示した実測値からEq.(1)を用いて得た値の平均値を用いた。また点線は同じ $\ln(a_0/\delta_0)$ の値を用いて円筒状液柱の場合の層流液柱長さを与えるWeberの式⁹⁾

Fig. 8 Diameter of drops formed at nozzle and formed by disintegration of water jet (Laminar jet is formed in the region that $u_0=90\sim300$ cm/sec for nozzle No.1 and $u_0=60\sim200$ cm/sec for nozzle No.2)

Fig. 9 Diameter of drops formed at nozzle and formed by disintegration of water jet (Laminar jet is formed in the region that $u_0=50\sim95$ cm/sec for nozzle No.3, $u_0=24\sim85$ cm/sec for nozzle No.5 and $u_0=16\sim70$ cm/sec for nozzle No.6)

Fig. 10 Diameter of drops formed at nozzle and formed by disintegration of 82% glycerine aqueous solution jet (Laminar jet is formed in the region that u_0 is greater than 21 cm/sec)

$$\frac{l}{D_0} = \ln\left(\frac{a_0}{\bar{\delta}_0}\right) \left\{ \sqrt{\frac{\rho D_0 \mu_0^2}{\sigma}} + \frac{3 \mu u_0}{\sigma} \right\} \quad (3)$$

から求めた l の値を示す。なお Fig. 5 に示した実線も

同じようにして Eq.(1) から求めた l の値を示す。Eqs.(1) および (3) と実測値とを比較すると、 D_0 が小さいときは両者の差はほとんど認められないが、 D_0 が大きくなるにつれてその差が顕著になる。特に D_0 が 0.31 cm と 0.413 cm のときの実測値は、 l が u_0 に対して直線的に増加する Eq.(3) によっては表わしがたい。

2.3 液柱から生成する液滴の大きさ

Figs. 8 および 9 は種々のノズルから水を流出させたときノズル先端に生成する滴ならびに液柱の崩壊によって生じる液滴の大きさを液流速に対して示したものである。また Figs. 10, 11 および 12 には、グリセリン水溶液およびメタノールを用いたときの液滴の大きさを示す。これらの実験結果から生成する液滴の大きさは、液滴の生成機構により大きく異なることが明らかである。すなわち、単一滴が生成する領域では滴径 d は液流速 u_0 の影響をほとんど受けずほぼ一定であるが、 u_0 が液柱のできる流速を越えて層流液柱が形成されると d は急速に小さくなる。さらに u_0 が大きくなると層流液柱の崩壊によって生じる滴の大きさは液流速とともに大きくなりほぼ一定値に近づく。層流液柱から乱流液柱への臨界流速付近では、滴径は液柱のできる流速における変化ほど大きくは変化しないが、幾分平均径が大きくなる傾向が認められる。このことはノズル径が大きくなときに顕著である。また層流液柱から乱流液柱へ移行すれば、平均径よりも滴径の分布により大きな変化が生じる。すなわち層流液柱から生じる液滴はほぼ均一な主滴とより小さな余滴の二種類に分かれるが、乱流液柱から生じる液滴はより広い滴径分布をもつ滴群となる。

Figs. 8~12 に示した鎖線は著者が前報⁹⁾ で得た縮流する層流液柱から

生じる滴の大きさを与える Eq.(4) から計算した滴径を示すもので、 X の値を求めるのに必要な $\ln(a_0/\bar{\delta}_0)$ の値は先に得た層流液柱長さの実測値からの平均値を用い

た。

$$d = D_0 X^{-2} \{4.5 \pi^2 (1 + \gamma X)\}^{1/6} \quad (4)$$

また図中に示した点線は液柱径が一定で D_0 に等しいと仮定したときの滴径を与える次式から求めた値を示す。

$$d = D_0 \{4.5 \pi^2 (1 + \gamma)\}^{1/6} \quad (5)$$

これらの図から D_0 が非常に小さいときを除けば、層流液中の崩壊によって生じる滴の大きさは Eq.(5) よりも Eq.(4) の方が実測値とよく一致しているといえよう。しかし D_0 が 0.051 cm, 0.087 cm と小さいときは Eq.(4) と Eq.(5) の差はほとんどなく、2・2 で述べたこととあわせてこの程度のノズル径であれば円筒状液柱と考えると液柱の挙動を論じることは十分に妥当であるといえよう。なお Eq.(4) による計算値と実験値とを比較するといずれもその傾向はよく一致するが実験値の方が幾分大きい。これは前報⁵⁾において Eq.(4) を導くにあたり、最も成長しやすい表面乱れの波長が最大成長速度と同じように軸方向距離 x によって変化するものと仮定して、表面乱れの波長として次式で与えられる λ_B を用いたことに起因するものと考えられる。

$$\lambda_B = \pi D_0 X^{-2} \sqrt{2(1 + \gamma X)} \quad (6)$$

そこで液柱の表面乱れの波長を写真から実測したところ、Eq.(6) からの計算値よりもむしろ円筒状液柱を仮定して得られる次式⁹⁾

$$\lambda_0 = \pi D_0 \sqrt{2(1 + \gamma)} \quad (7)$$

によって計算した値の方が実測値とよく一致していた。

Table 3 はノズル No. 3 および 6 から水が流出するときの波長の実測値と、Eqs.(6) および (7) からの計算値の比較を示すものである。波長の実測値は液流速によって殆んど変化せず一定で、Eq.(7) からの計算値に近似することができる。このことは液柱径が減少することにより、表面乱れの成長速度は影響を受けるが、その波長はほとんど変化しないことを意味している。そこで長さが Eq.(7) で表わされる一波長 λ_0 で直径が、 $D_0 X^{-2}$ の液柱の体積と生成する滴の体積が等しいと考えると、滴径 d は次式で表わされる。

$$d = D_0 X^{-4/3} \{4.5 \pi^2 (1 + \gamma)\}^{1/6} \quad (8)$$

Eq.(8) から計算した d の値は Figs. 8~12 に実線で示すように、Eq.(4) から計算した値とその傾向はほぼ同じであるが幾分大きくなる。またこれらの図に示されているように、Eq.(8) からの計算値は種々の場合の実験値とよく一致している。

2・4 表面乱れの初期振幅

Eqs.(1) および (8) を用いて垂直下方に流出する液柱

Fig. 11 Diameter of drops formed at nozzle and formed by disintegration of 89% glycerine aqueous solution jet (Laminar jet is formed in the region that u_0 is greater than 13 cm/sec)

Fig. 12 Diameter of drops formed at nozzle and formed by disintegration of methanol jet (Laminar jet is formed in the region that $u_0 = 19 \sim 85$ cm/sec)

Table 3 Comparison of wave length of surface disturbance of water jet with that calculated from Eqs.(6) and (7)

nozzle No.	u_0 [cm/sec]	measured wave length [cm]	λ_B from Eq.(6) [cm]	λ_0 from Eq.(7) [cm]
6	22.8	1.4	0.63	1.48
	31.6	1.4	0.67	
	41.9	1.5	0.71	
	61.5	1.4	0.73	
3	42.6	1.0	0.37	0.63
	50.8	0.7	0.39	
	57.9	0.8	0.40	
	90.4	0.7	0.44	

の層流液柱長さあるいは液柱から生成する滴の大きさを求めるためには表面乱れの初期振幅を含む係数 $\ln(a_0/\bar{\delta}_0)$ 値を予め知らなければならない。前報⁵⁾ではこの値は一定と見なして種々の計算を行なったが、実験値から求めた $\ln(a_0/\bar{\delta}_0)$ 値は必ずしも一定値とはならず、液の物性等の影響を受ける。なお $\ln(a_0/\bar{\delta}_0)$ 値はノズルの長さによっても影響を受けるが⁹⁾、ここではノズル長さやその他の外乱の影響を受けない状態で得られた表面乱れ

Fig. 13 Correlation of initial amplitude of disturbance with Ohnesorge number

Fig. 14 Correlation of laminar breakup length of low-viscosity liquid jet

の初期振幅について述べる。

Fig. 13 は十分に長いノズルを用いたときの実験値から求めた $\ln(a_0/\delta_0)$ 値を Ohnesorge 数 $(= \mu/\sqrt{\rho D_0 \sigma})$ に対して点綴したものである。図中に示した水銀液柱に対する値は既往の実験値¹⁾から Eq.(1)を用いて求めたもので、Grant らの実験値¹⁾は水平方向に流出する場合のものである。いずれも本実験値とよく一致している。図にも示されているように $\ln(a_0/\delta_0)$ 値は横軸の値が大きくなるにしたがって小さくなるが、Ohnesorge 数が約 0.015 以上では $\ln(a_0/\delta_0) \approx 12$ となり、0.015 以下では次の実験式で相関することができる。

$$\ln(a_0/\delta_0) = 6.5(\mu/\sqrt{\rho D_0 \sigma})^{-0.15} \quad (9)$$

さて、2.2において液の粘度が大きくなると l は少し短くなると述べたが、これは前報⁵⁾の解析結果と矛盾しているように見うけられる。またこれに関して棚沢ら⁷⁾は液柱長さは液の粘度が増加してもほとんど変化しないかむしろ減少すると述べている。これは液の粘度があまり大きくない範囲では粘度の増加による効果よりも係数 $\ln(a_0/\delta_0)$ の減少の方が支配的であるためであろう。

3. 低粘性液の層流液柱長さの相関

垂直下方に流出する液柱の層流液柱長さは一般的には Eq.(1)で与えられるが、低粘性液でかつ縮流効果がより顕著なときは Weber 数 $(= u_0^2 \rho D_0 / \sigma)$ と Froude 数 $(= u_0^2 / g D_0)$ の簡単な関数として与えられる³⁾。Fig. 14 は水、45% グリセリン水溶液およびメタノールを用いたときの実験結果を $(l/D_0)Fr^{1/2}$ 対 We の対数点綴で示したものである。図中の実線は次式を表わすが、

$$l/D_0 = 18(u_0^2 \rho D_0 / \sigma)^{1/7} (u_0^2 / g D_0)^{-1/7} \quad (10)$$

実験値はこの式によって良好に相関されている。

なお Eq.(10) の係数には $\ln(a_0/\delta_0)$ が含まれ³⁾、2.4 に述べたように $\ln(a_0/\delta_0)$ は液の物性やノズル径によって変化するが、この図に示した実験範囲では係数はほぼ一定と見なせる。

結 言

種々の液をノズルから垂直下方に流出させて、液柱長さと生成する液滴の大きさを測定し、著者らが先に報告した縮流する液柱の安定性に関して行なった解析結果と比較して次の結論を得た。

1) 垂直下方に流出するときの層流液柱長さは縮流効果を考慮して得た Eq.(1)によって表わされることが確かめられた。

2) 層流液柱の崩壊によって生成する液滴の大きさは液流速とともに大きくなり、円筒状液柱を仮定した Eq.(5)では表わせない。また Eq.(4)は実験値の傾向をよく表わしているが実験値よりも小さくなる。層流液柱から生成する液滴の大きさは表面乱れの波長の実測値に基づいて得た Eq.(8)によって表わすことができる。

3) $\ln(a_0/\delta_0)$ 値は一定ではなく Fig. 14 に示されるように液の物性によって変化する。 $\ln(a_0/\delta_0)$ は $\mu/\sqrt{\rho D_0 \sigma}$

が0.015以下ではEq.(9)によって相関でき、0.015以上ではほぼ12となる。

4) 低粘性液の場合の層流液柱長さはEq.(10)によって相関できる。

【付 記】 本実験に協力された岡山大学工学部工業化学科学生、馬場淳雄(現ロックベイント K.K.)、国富多喜二(現岡山県庁)ならびに江川和則君に感謝します。

Nomenclature

a_0	= radius of nozzle	[cm]	Z	= Ohnesorge number $= \gamma/3 = \mu/\sqrt{\rho D_0 \sigma}$	[-]
D_0	= diameter of nozzle	[cm]	z	= axial distance	[cm]
d	= diameter of drops	[cm]	α	= dimensionless number defined by Eq.(2)	[-]
Fr	= Froude number defined at nozzle	[-]	γ	= dimensionless number defined by Eq.(2)	[-]
	$= u_0^2/gD_0$	[-]	δ_0	= initial amplitude of surface disturbance	[cm]
g	= gravitational acceleration	[cm/sec ²]	λ_0	= wave length of disturbance with maximum growth rate for cylindrical liquid jet	[cm]
l	= breakup length of liquid jet	[cm]	λ_B	= wave length at $z=l$ defined by Eq.(6)	[cm]
u_0	= average velocity of liquid jet at nozzle exit	[cm/sec]	μ	= viscosity of liquid	[g/cm·sec]
We	= Weber number defined at nozzle $= u_0^2 \rho D_0 / \sigma$	[-]	ρ	= density of liquid	[g/cm ³]
X	= dimensionless number defined by Eq.(2)	[-]	σ	= surface tension of liquid	[dyn/cm]

Literature cited

- 1) Grant, R.P. and S. Middleman: *A. I. Ch. E. Journal*, 12, 699 (1966)
- 2) Lord Rayleigh: *Proc. London Math. Soc.*, 10, 7 (1878); "Theory of Sound", Vol. 2, 351, Dover (1945)
- 3) Merrington, A.C. and E.G. Richardson: *Proc. Phys. Soc.*, 58, 1 (1947)
- 4) Rutland, D.F. and G.J. Jameson: *Chem. Eng. Sci.*, 25, 1689 (1970)
- 5) Takahashi, T. and Y. Kitamura: *Kagaku Kōgaku*, 35, 1229 (1971)
- 6) Takahashi, T. and Y. Kitamura: *Memoirs School Eng., Okayama Univ.*, 4, 57 (1969)
- 7) Tanazawa, T. and S. Toyoda: *Trans. J. S. M. E.*, 20, 299, 306 (1954)
- 8) Toshima, S.: *Denki Kagaku*, 27, 639 (1959)
- 9) Weber, C.: *Z. Angew. Math. Mech.*, 11, 136 (1931)

積層状電気絶縁紙の有効熱伝導度*

寺田 哲朗**・伊藤 信彦**

五嶋 泰洋**

古河電気工業(株)

結 言

紙、薄膜を多数重ね合わせたいわゆる積層体は、紙蓄電器や超高压電力ケーブルの電気絶縁材、あるいは保冷材、断熱材などの分野で用いられ、それらの有効熱伝導度は工業的にも重要な物性値である。積層体は固—気

分散系であるが、同じような分散系の粒子充填層などに比べると基礎的な研究は著しく立ち遅れている。

積層体の場合は面と面との接触が重要な因子であるが、一般にフィルム、紙のような可撓物同志の接触機構はまだ明らかではない。しかも接触面において形成される空隙構造が有効熱伝導度に支配的な効果をもつ場合が少なくない。この空隙構造は当然積層体に加わる圧縮圧によって変化するので、普通の固—気分散系の有効熱伝導度において取り上げられているふん囲気圧以外に、圧縮圧を新しく考慮に入れる必要がある。

* <Effective Thermal Conductivity of Laminated Electrical Insulation Paper>

Received on June 23, 1971

** Tetsuro Terada (正会員), Nobuhiko Itō and Yasuhiro Gotō
Furukawa Electric Co., Yokohama, Japan

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 (高橋照男・北村吉朗, 化学工学, 36, 527~533 (1972))

空気中における縮流液柱の挙動を実験的に調べ、先に報告した解析結果との比較検討を試みた。その結果層流液柱長さについては実験値と解析結果とは良く一致することが確かめられた。また層流液柱の崩壊によって生じる液滴の大きさは表面乱れの波長として円筒状液柱に対する値を採用することにより修正した理論式と良く一致した。さらに理論式を用いて液柱長さや液滴径を計算するために必要な表面乱れの初期振幅は無次元数 $\mu/\sqrt{\rho D_0 \sigma}$ によって相関できることが見い出された。

積層状電気絶縁紙の有効熱伝導度 (寺田哲朗・伊藤信彦・五嶋泰洋, 化学工学, 36, 533~539 (1972))

被圧縮性多孔質の一種である、積層状電気絶縁紙の有効熱伝導度 k_e は圧縮力 b およびふん囲気圧力 p の関数である。接触部分と空隙部分の二つの熱流経路のモデルを導入し、解析の結果として次式を得た。

$$k_e = k_0(b) + [k_a/v_{sf}(b)] K(x)$$

ここで k_0 は $p=0$ における k_e で、およそ b に比例する。 k_a は空気熱伝導度、 $v_{sf}(b)$ は一種の空隙比容積であり、圧縮圧と厚さの実測から決められる。

変数 x は p に比例するものであり、 x の関数 $K(x)$ は空隙サイズの分布関数 $\phi(t)$ によるものである。

これらのパラメーターは一連の実験から得られ、任意の b, p の値における k_e の値を上記の半理論式で計算しうる。 $b=0.27\sim 1.02$ kg/cm², $p=0.3\sim 760$ mmHg における実測データでその裏付けを行なった。

噴霧水蒸発型空冷熱交換器の計算法 (大島敏男・井内哲・吉田 昭・高松勝己, 化学工学, 36, 539~546 (1972))

空冷熱交換器に水を噴霧させると伝熱面上を濡らした水滴の蒸発が起こるため、空冷単独の場合に比べ伝熱量が増加し、装置を小型化できる。伝熱面であるフィン付管上での熱と物質の同時移動現象を解析的に取り扱い、空気は水蒸気で飽和された状態で温度変化すると仮定して、冷却凝縮器に対する三点簡略法の計算手法を適用した設計法を提案した。計算値は実験結果をよく説明できるので、この方法が充分設計に役立つものと考えている。

垂直平板から Sutterby 模型非ニュートン流体への自然対流熱伝達 (藤井 哲・宮武 修・藤井丕夫・田中宏史, 化学工学, 36, 546~551 (1972))

一様温度および一様熱流束の垂直伝熱平板から、Sutterby 模型非ニュートン流体への自然対流熱伝達に関して、数値解析した結果を整理し、次式の局所 Nusselt 数を得た。

$$Nu_x = 0.50 (Gr_{0x} Pr_0)^m \quad (\text{一様温度})$$

$$Nu_x = 0.62 (Gr_{0x} Pr_0)^{m'} \quad (\text{一様熱流束})$$

指数 m と m' は Pr_0 および 2 個の非ニュートンパラメーター A と Z_0 (または Z_0^*) の関数として与えられる。これらの式は PEO および CMC 水溶液について得た実験結果と非常によく一致した。

シリカ-アルミナ触媒における表面拡散 (三谷雅肆・赤地 緑・浜井専蔵, 化学工学, 36, 551~556 (1972))

吸着破過曲線の理論解を活用し、シリカ-アルミナへの CH₄, C₂H₆, C₂H₄, C₃H₈, および n -C₄H₁₀ の吸着における粒子内拡散係数を求めた結果、吸着速度に及ぼす表面拡散効果が極めて重要であることが考えられた。

表面拡散係数は大略 10⁻⁴ cm²/sec となり、活性化エネルギーは吸着熱の1/3程度の値を示した。表面拡散機構について hopping molecules の挙動を仮定することにより表面拡散係数の説明を試みた。

重力の影響を考慮した場合の繊維充填層によるエアロゾルの濾過効率 (江見 準・中田 潔・吉岡直成, 化学工学, 36, 557~563 (1972))

多分散エアロゾル (粒径 3~13μ) の繊維充填層濾過実験で、層入口および出口の粒度分布より任意の粒径に対する単一繊維捕集効率を求めた。この結果は重力、慣性およびさえぎりを同時に考慮した孤立円筒理論捕集効率とかなり良い一致を示した。

さらに、低速度領域で粒径を小さくしていったとき、重力支配域から拡散支配域へ移行する過程を定量的に考察した。その結果、この領域での全捕集効率は筆者らによる重力さえぎり効率と Friedlander の半実験式の拡散項の和で表わされるとの結論を得た。

<化学工学データ>

メチルイソブチルケトン-1,2-ジクロロエタン-水系の液液平衡 (石川 矯・飯塚幸男・平田光穂, 化学工学, 36, 563~566 (1972))

メチルイソブチルケトン-1,2-ジクロロエタン-水系の液液平衡を 25°C で測定した。この系の溶解度曲線とタイラインを三角図表に示した。この系では、密度が、1,2-ジクロロエタン>水>メチルイソブチルケトンの順となるため、有機相中のメチルイソブチルケトン濃度が、約 43.6 wt% の点で等密度タイラインが存在した。

1,2-ジクロロエタン-メチルイソブチルケトン、メタノール-トルエン二成分系の気液平衡 (石川 矯・飯塚幸男・平田光穂, 化学工学, 36, 566~569 (1972))

760 mmHg における 1,2-ジクロロエタン-メチルイソブチルケトン、メタノール-トルエン二成分系の気液平衡を測定した。その結果、1,2-ジクロロエタン-メチルイソブチルケトン系では、Ewell らの分類からの予測に反し、共沸混合物は形成しなかった。一方メタノール-トルエン系は、メタノール組成 0.865 モル分率、温度 63.6°C において最低共沸混合物を形成した。

<寄 書>

硫化水素-および炭酸ガス-キノールクラスレートの解離圧および相平衡 (横山義男・今野儀兵衛, 化学工学, 36, 569~571 (1972))

クラスレート法による酸性ガスの吸収に必要な硫化水素-および炭酸ガス-キノールクラスレートの解離圧を測定し、それらの相平衡図を作成した。それにさきだって、キノール不飽和水溶液中での硫化水素-および炭酸ガス-キノールクラスレートの平衡圧を実測して相平衡図の妥当なことを確かめた。

湿潤粉体の凝集エネルギーについて (関口 勲・鬼山和彦・東畑平一郎・大塚 昭, 化学工学, 36, 571~573 (1972))

本研究では、湿潤粉体を構成する粒子 1 個当りに接触している液分を解離するのに必要な仕事量をせん断法により実測し、これにより湿潤粉体の構成粒子 1 個当りに相当する凝集エネルギー E_p を算定した。この結果、この凝集エネルギー E_p は、粒子径、空間率、比表面積、液分の表面張力、相対飽和度などを含む無次元の実験式によって表現することができた。

<Chemical Engineering Data>

Liquid-Liquid Equilibria for Methyl Isobutyl Ketone-1, 2-Dichloroethane-Water System, T. Ishikawa, Y. Iizuka and M. Hirata (Tokyo Metro. Univ.) *Kagaku Kōgaku*, 36, 563~566 (1972)

Solubility curve and tie-lines were determined for the methyl isobutyl ketone-1, 2-dichloroethane-water system at 25°C.

The liquid-liquid equilibria data were well correlated by Othmer's plots. In this ternary system, isopycnic tie-line is formed at 43.6 weight percent of methyl isobutyl ketone in organic solvent layer. For a ternary system with two partially miscible binaries, conditions for having isopycnic tie-line were also discussed.

Vapor-Liquid Equilibria of 1, 2-Dichloroethane-Methyl Isobutyl Ketone and Methanol-Toluene Binary Systems at 760 mm of Hg, T. Ishikawa, M. Hirata (Tokyo Metro. Univ.) and Y. Iizuka (Showa Denko Co., Ltd.)

Kagaku Kōgaku, 36, 566~569 (1972)

Vapor-liquid equilibrium data are reported for two binary systems of 1, 2-dichloroethane-methyl ketone and methanol-toluene at 760 mm of Hg. As expected from classification proposed Ewell et al., the 1, 2-dichloroethane-methyl isobutyl ketone binary system shows negative deviation from Raoult's law. However, contrary to our expectation, this system does not form an azeotropic mixture.

The other hand, the methanol-toluene binary system forms an azeotropic mixture at 63.6°C and at 0.886 mole fraction methanol.

<Short Communications>

Dissociation Pressures and Phase Equilibria of Hydrogen Sulfide- and Carbon Dioxide-Quinolclathrate, Y. Yokoyama and G. Konno (Yamagata Univ.) *Kagaku Kōgaku*, 36, 569~571 (1972)

The dissociation pressures of hydrogen sulfide- and carbon dioxide-quinolclathrate were measured, and diagrams of phase equilibria of them were constructed in a range of unsaturated to saturated quinol solution, and their consistencies were verified by experiments.

Studies on Agglomeration Energy of Damp Powders, I. Sekiguchi, K. Kiyama, H. Tohata (Chuo Univ.) and A. Ohtsuka (Eisai Co., Ltd.) *Kagaku Kōgaku*, 36, 571~573 (1972)

The agglomeration energy per a constituent particle, E_p , in packed damp powders was calculated by using the data of shear tests. The calculated results of E_p could be expressed by a dimensionless experimental equation including the physical properties of powders such as particle diameter, void fraction, specific surface area, surface tension of liquid, and relative saturation of damp powders.

Natural Convective Heat Transfer from Vertical Plate to Non-Newtonian Sutterby Fluid, T. Fujii, O. Miyatake, M. Fujii and H. Tanaka (Kyushu Univ.) *Kagaku Kōgaku*, 36, 546~551 (1972)

Numerical solutions of the boundary layer equations of natural convection of a non-Newtonian Sutterby fluid along a vertical plate are obtained for the both cases of uniform wall temperature and uniform wall heat flux.

From the solutions, the following expressions are derived for local Nusselt numbers:

$$Nu_x = 0.50(Gr_{0x}Pr_0)^m \quad (\text{uniform wall temperature})$$

$$Nu_x = 0.62(Gr_{0x}Pr_0)^{m'} \quad (\text{uniform wall heat flux})$$

The exponents m and m' are represented as the functions of Pr_0 and two non-Newtonian parameters A and Z_0 (or Z_0^*).

These expressions are found to be in good agreement with experimental measurements obtained with aqueous solutions of PEO and CMC.

Surface Diffusion on Silica-Alumina Catalyst, M. Mitani, M. Akachi and S. Hamai (Kōgakuin Univ.) *Kagaku Kōgaku*, 36, 551~556 (1972)

The intraparticle diffusion coefficient for the adsorption of CH_4 , C_2H_6 , C_2H_4 , C_3H_8 and $n\text{-C}_4\text{H}_{10}$ on silica-alumina catalysts were obtained by the breakthrough measurements. The results suggest that surface diffusion was a significant fraction of the total intraparticle mass transfer. Surface diffusion coefficients were of the order of $10^{-4} \text{ cm}^2/\text{sec}$ for these gaseous systems. The activation energies for surface diffusion were about one-third of heats of adsorption. The surface diffusion coefficients of this work and those by numerous investigators were correlated with Henry's law of adsorption. Hopping molecular behavior is assumed in these systems, the surface diffusion mechanism may be explained reasonably.

Collection Efficiencies of Aerosols by Fibrous Packed Bed under the Influence of Gravity, H. Emi, K. Nakata (Kanazawa Univ.) and N. Yoshioka (Kyoto Univ.)

Kagaku Kōgaku, 36, 557~563 (1972)

Fibrous packed beds were used for collecting the polydispersed aerosols over the range of $3\sim 13\mu$ in particle diameter. Experimental single fiber collection efficiencies for a given particle diameter were obtained by measuring the particle size distribution and concentration of filter inlet and outlet. The results were in fairly good agreement with the theoretical efficiencies of an isolated cylinder due to the combined effect of gravitational settling, inertia and interception.

In addition, the processes from the settling predominant region to the diffusion were discussed quantitatively, when particle diameters were decreased at low flow velocities. It is concluded that the total efficiencies are expressed by the sum of the combined settling and interception efficiencies obtained in our previous paper and the diffusion term of Friedlander's semi-empirical equation.

Breakup Length of a Liquid Jet in Atmosphere and Diameter of Drops Formed by Disintegration of a Jet, T. Takahashi and Y. Kitamura (Okayama Univ.)

Kagaku Kōgaku, 36, 527~533 (1972)

The breakup of a contracting liquid jet in the atmosphere was experimentally studied to confirm the theoretical analysis which had been reported by the authors. It was found that the theoretical and experimental breakup length of a laminar jet are in good agreement. The diameter of drops formed from a laminar jet agrees with the modified equation in which the wave length of surface disturbance for a cylindrical jet is used. Furthermore, the initial amplitude of surface disturbance, which is necessary to predict the breakup length and drop size by the theoretical equations, is correlated with the dimensionless group $\mu/\sqrt{\rho D \sigma}$.

Effective Thermal Conductivity of Laminated Electrical Insulation Papers, T. Terada, N. Itō and Y. Gotō (Furukawa Electric Co.)

Kagaku Kōgaku, 36, 533~539 (1972)

Effective thermal conductivity k_e of laminated electrical insulation paper, as a kind of compressible and porous media, is a function of burden pressure b and atmospheric pressure p . A heat flow model which has two paths, of contact portion and of void, is introduced in analysis, and the result is as follows

$$k_e = k_0(b) + (k_a/v_{sf}(b))K(x)$$

where $k_0(b)$ is equal to k_e at $p=0$, and is approximately a linear function of b . k_a is the thermal conductivity of air, $v_{sf}(b)$ is a kind of void fraction and can be determined by measurement of thickness variation with burden pressures. Variable x is proportional to p , and $K(x)$ is a function of x , which depends on a distribution of void size of the laminated paper. The above parameters are obtained by a series of experiments so that k_e at arbitrary values of b and p can be calculated by this semi-theoretical equation. A series of experimental data in the range of $b=0.27\sim 1.02 \text{ kg/cm}^2$ and $p=0.3\sim 760 \text{ mmHg}$ shows validity of the equation.

Calculation Method for Air Cooled Exchangers with Water Spray, T. Ōshima, S. Iuchi (Himeji Inst. of Tech.), A. Yoshida (Kawasaki Setsubi Kōgyō Co., Ltd.) and K. Takamatsu (Nikkō Co., Ltd.)

Kagaku Kōgaku, 36, 539~546 (1972)

An calculation method for air cooled exchangers with water spray is presented. The phenomena of vaporization of water spray into air are analysed in the viewpoint of simultaneous heat and mass transfer on finned tubes. In the calculation method, it is assumed that air flow is saturated through the exchanger and finned tube surfaces are wetted homogeneously. Under suitable spray conditions, the transfer area calculated by this method are good agreed with the area of experimental apparatus. This indicates that the calculation method is proper to commercial exchanger design.