- 5) Harris, P. R. and J. S. Dranoff: *ibid.*, 11, 497 (1965)
- 6) Hatchard, C. G. and C. A. Parker: *Proc. Roy. Soc. (London)*, 235 A, 518 (1956)
- 7) Hill, F. B. and R. M. Felder: *A. I. Ch. E. Journal*, 11, 873 (1965)
- 8) Hill, F. B. and N. Reiss: *Can. J. Chem. Eng.*, 46, 124 (1968)
- 9) Hill, F. B., N. Reiss and L. H. Shendelman: *A. I. Ch. E. Journal*, 14, 798 (1968)
- 10) Huff, J. E. and C. A. Walker: *ibid.*, 8, 193 (1962)
- 11) Jacob, S. M. and J. S. Dranoff: *ibid.*, 15, 141 (1969)
- 12) Matsuura, T., A. E. Cassano and J. M. Smith: *ibid.*, 15, 495 (1969)
- 13) Parker, C. A.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, 220 A, 104 (1953)
- 14) Schechter, R. S. and E. H. Wissler: *Appl. Sci. Res.*, 8 A, 334 (1960)
- 15) Sugawara, T., T. Tadaki and S. Maeda: *Kagaku Kōgaku*, 33, 267 (1969)

移動層内粒子の半径方向主応力および速度分布に

対する塑性力学的考察*

高橋 洋志**・柳 井 弘**

室蘭工業大学 化学工学科

緒 言

装置内である種の剪断を受けて流動する粉粒体の応力場および速度場に対する研究は、従来からホッパー、サイロなどの設計において行なわれているが、着目する系の応力分布の実測データとともに評価した報告は少ない。

筆者らは前報⁶⁾で移動層内粒子のプラグフロー領域(流れの中心部での速度一様な領域)だけに着目し、その領域の大きさは粒子群の特性により変化することを認めたが、一方、プラグフロー領域の先端から発達する粒子速度の遅れの分布(速度分布)と粒子群特性および応力分布との関係に対する解析もまた移動層内粒子の挙動をはじめとして、一般に流動する粒子群の挙動をはあくする上に解明されなければならない課題である。

本研究では移動層内粒子の半径方向の面に垂直に働く主応力および軸方向速度のそれぞれについて半径方向への分布を実測した。一方、粉粒体がクーロンの式を降伏条件とする連続体とみなし、応力と速度の場に塑性理論を適用し、応力の変化に対応するひとつのパラメーターにより軸方向速度分布を導き、実測された応力により速度を計算した結果、層内において軸方向速度の不連続が存在することが見いだされた。このことは粒子速度の実測値が壁近傍で急激な速度勾配をもって変化することと対応しており、速度分布と応力分布との間の密接な相互

関係の存在を明らかにすることができた。

さらに、プラグフロー領域と壁面上における半径方向主応力の推算も試み、速度分布による考察とあわせて、系に対する塑性理論の適用性を検討した。

1. 実験装置および方法

実験装置を Fig. 1 に示した。移動層円筒は内径 10 cm のアクリル製円筒で全長は約 1 m である。上部の供給ホッパーにより粉粒体を供給し、移動層下部のオリフィスから排出され、操作中は移動層の試料上面は供給ホッパー出口のところで一定に保たれる。解析に用いる応力、速度の値は系の流れが充分定常に達した後(排出開始約 10 分後)に測定し、かつ測定位置は、層高が充分深く応力成分の変化がほとんどなくなる領域($z/D \geq 3$)に限った。試料はガラス球および標準砂であり流量はそれぞれ 32.5 G/sec, 45.9 G/sec で行なった。

1.1 応力の測定

1.1.1 半径方向主応力 σ_r の測定

直径 1 mm, 長さ 45 cm のステンレス棒の先端に厚さ 0.15 mm の小さな長方形の磷青銅板を検出板として溶接し検出器をつくり、ストレーンゲージを張りつけてある鉄製の片持梁の先端部から移動層内につり下げ、流動時にその検出板に作用する剪断応力 τ' (粉粒体間の剪断応力とは異なる)を測定する。力はストレーンメーターを経てビジュラフに記録される。一方、試料と磷青銅板の摩擦係数 μ_{ws} を求めておき、次いで $\tau'/\mu_{ws} = \sigma_r$ により間接的に半径方向主応力を計算により求めた。なお上記摩擦係数は 1.3 に述べる方法で求め、その値が移動層内における

* <Discussion on the Distribution of Radial Stress and Vertical Velocity of Particles in a Moving Bed by Plasticity Theory>

Received on April 9, 1971

** Hiroshi Takahashi and Hiroshi Yanai (Dept. of Chem. Eng., Muroran Inst. of Tech., Muroran, Japan)

状態での摩擦係数に等しいと仮定した。

一枚の検出器によって検出される力は、ステンレス棒に加わる力、検出板の“肩”および両側の“へり”に加わる力の合成されたものであり、これらの中から有効に検出板に作用する力を取り出すために寸法の異なる4種類の検出板を用意した。すなわち A_1 (7×60mm), A_2 (7×5mm), B_1 (3.5×60mm), B_2 (3.5×5mm) の4種類である。各検出器により検出される力 F を添字をもって表わすと、 $\Delta F_A = F_{A1} - F_{A2}$ または $\Delta F_B = F_{B1} - F_{B2}$ によりステンレス棒と検出板の“肩”に作用する力が除かれる。さらに本研究で使用したガラス球においては検出板の面積にくらべて粒子径が比較的大きいので検出板の“へり”に作用する力も無視できず、この場合にはその影響を除くために $\Delta F_A - \Delta F_B$ により有効な力を取り出した。いずれにしても有効受圧面積で除して応力に換算した。

1.1.2 壁面主応力 σ_{rw} の測定 アクリル円筒の側面に横2cm, 縦3cmの穴をあけそこに焼青銅板をはりつけ σ_{rw} を直接測定する。力は焼青銅板の外側(粉体と接していない側面)にはりつけてあるストレインゲージにより直接検出した。なおストレインゲージの検定は空気圧により行なった。

1.2 速度分布の測定

着色トレーサーを層頂に入れ、これが40~50cm降下した時に流れを止め、トレーサー部分を取り出し、トレーサーの分布を写真にとる。系が速度分布を有する場合はトレーサーの移動した距離が半径方向により異なるのでこのそれぞれの距離を移動に要した時間で除して速度分布を求めた。層頂に近い部分では前報⁹⁾に記したように空間率がわずかに大きくなっており、それに伴い速度も若干速くなっている可能性があるが、速度分布測定の誤差範囲に入るのでこのことは考慮に入れず、全層高をとおして同じ半径位置では速度は一定として計算した。なおトレーサーは前報⁹⁾と同様に、測定位置に挿入してある円筒を縦に2分割したサンプリング円筒を用いて取り出した。

1.3 摩擦係数の測定

試料とアクリル板の摩擦係数は傾斜角法により測定し、試料と焼青銅板との摩擦係数は板との間の直接剪断により連続的に試料を引張っているときの剪断力から求めた。その結果を試料の物性ととも Table 1 に示した。なお比重、内部摩擦係数の値は前報⁹⁾における実測値および計算値である。

2. 実験結果および考察

2.1 半径方向主応力 σ_r, σ_{rw}

ガラス球、標準砂についての測定結果を Figs. 2, 3 に

- ① hopper
- ② feed pipe
- ③ acryl pipe ($D=10$)
- ④ orifice
- ⑤ test plate
- ⑥ cantilever beam
- ⑦ strain gauge
- ⑧ strain gauge
- ⑨ strain meter
- ⑩ visi-graph

Fig. 1 Experimental apparatus

Table 1 Properties of granular solids

Material	d_p [cm]	μ [—]	μ_{w1} [—]	μ_{w2} [—]	γ [G/cm ³]
Glass beads	0.1	1.24	0.16	0.22	1.55
Sand	0.03	0.90	0.53	0.51	1.43

示した。データにはかなりのバラツキがあるが壁に近づくにつれて σ_r が急激に大きくなっている傾向はみることができる。この半径方向主応力の増加の傾向は Delaplain²⁾の結果と一致した。すなわち中心付近での応力の値はほとんど一定で、ガラス球で約3G/cm²であるが r/R が約0.8から急に増大し壁において約32G/cm²となり約10倍の増加を示している。標準砂においても r/R が約0.9以下では約3.4G/cm²であるが壁において7.6G/cm²とおよそ2倍以上の増加をみせている。

速度分布の生じている領域では、後述のように粉粒体要素間の剪断と同時に垂直歪も加わって位置の相対的変位が起こっているものと考えられ、この運動による体積力の寄与の結果として中心部よりも大きな応力を生みだすものと思われる。

なお Fig. 2 に示したように半径方向主応力 $\sigma_r \approx$ 接線方向主応力 σ_θ であることも認められた。

2.2 静止時の応力との比較

解析の対象には含まなかったが重要な事柄と思われるので簡単にふれておく。上述の各応力は、排出直後、いずれも最大の値を示し、およそ10分で徐々に減少し

Fig. 2 Radial stress distribution (σ_r vs. r/R)

Fig. 3 Radial stress distribution (σ_r vs. r/R)

て一定値におちつくことが認められた。壁面に垂直に作用する応力の静止時の値と定常に達した時の値を比較するとつぎのとおりである。

ガラス球: σ_{rw} (静止) ≈ 10 G/cm², σ_{rw} (流動) ≈ 32 G/cm²

標準砂: σ_{rw} (静止) ≈ 18 G/cm², σ_{rw} (流動) ≈ 7.6 G/cm²

ガラス球では流動時の値が静止時の値よりも大きく、標準砂では逆の傾向をもって測定されたが、いずれにしても排出直後に最大値を示すことは確認され、このことは杉田⁵⁾による大型穀物サイロの壁圧測定における圧力変動に関する報告結果などと一致している。

2・3 定常域速度分布 ($z/D \geq 3$)

測定結果を Figs. 4, 5 に示した。図よりガラス球、標準砂ともに中心部では速度は一樣であり、このプラグ

Fig. 4 Velocity distribution (u_z vs. r/R)

Fig. 5 Velocity distribution (u_z vs. r/R)

ロー領域の先端から速度遅れが始まっている。速度遅れの分布の状態をみると、最初は（つまりプラグフロー領域の先端近くは）非常になだらかな遅れの分布となっているが、ついで壁の近くにいたって急激な速度遅れを示していることがわかる。従って、一般に剪断をうけ速度分布を有している系においても、試料と容器壁などの境界領域付近においてのみかなり急激な速度勾配が存在し、逆に試料内部はほとんど剪断変形に対する抵抗が大きくなっていくものと推察される。ちなみに、剪断抵抗が一定な理想的ビンガム体(粘性抵抗一定)を想定してみると、速度勾配は半径の1次に比例して、すなわち剪断応力に比例して変化し、速度遅れの分布はプラグフロー領域の先端から放物形をなすはずである。本研究で扱った限りにお

いては、粉粒体系はそのような放物形速度分布を示さないで、その流動特性は、層内において剪断抵抗は一定でなく、かつ Figs. 2, 3 の結果を考えると、剪断応力よりもむしろ主応力によって特徴づけられるものと考えられることもできよう。

3. 塑性理論による解析と考察

速度分布の生じている変形領域に対して塑性理論を適用するわけであるが、解析に先立ち移動層粒子につぎの仮定を設ける。

1. 粉粒体は連続体であり降伏条件は非付着性のクーロンの式で与えられる。
2. 全領域において内部摩擦係数は一定である。
3. 系は等方性である（すなわち主応力方向の剪断歪がゼロである）。
4. 非圧縮性とみなしうる。

3.1 応力平衡方程式

変形領域ではプラグフロー領域と異なり、粒子の運動には、複雑な半径方向、軸方向などへの粉体要素の微少な運動が含まれるものと考えられるが、これらの運動に対する理解の方向はつぎの2つに大別できると思われる。すなわち、(1) 系をよりミクロにとらえ、剪断に基づく粒子または粒子群とおしの衝突、押し合いなどによる結果として粒子の移動が起こっていると考えた方向、あるいは、(2) 各微少要素がすべり線に沿ってすべり、かつその際には各方向への垂直歪（のび歪）をうける結果として上記の運動が起こっているとする塑性論的なみかたである。

本研究では(2)にしたがって解析を行なうが、粉体要素の微少な運動によって輸送される運動量を考慮すると、釣合いの方程式をつぎのように書くことができる。

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} = X \quad \left(= \text{体積力} = \frac{\text{半径方向の加速度}}{\text{粒子層単位体積}} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{rz}}{r \partial r} - \gamma = Y \quad \left(= \text{体積力} = \frac{\text{軸方向の加速度}}{\text{粒子層単位体積}} \right) \quad (2)$$

ただし、 $\sigma_r \approx \sigma_\theta$ としており、2・1で示したように本実験でも確かめられており、このことは以下の考察で二次元と同じ取り扱いを可能にしている。

定常域では $\partial \sigma_r / \partial r = X$ となり、 σ_r は半径方向に変化することを示し、Fig. 2より壁方向に近づくにつれて、体積力の寄与が大きくなるものと考えられる。ただし、プラグフロー領域では $X=0$ である。

3.2 半径方向主応力 σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$ の推算

粉体の任意の面素に作用する応力は、その方向により異なった強さで波及する。最大主応力の作用する面素と半径方向に垂直な面素とのなす角 α をパラメーターとして導入すると、Eqs.(1), (2) の半径方向、軸方向主応力および剪断応力はつぎのように与えられる。

Fig. 6 Mohr's stress circle

$$\sigma_s = \sigma(1 - \sin \phi \cdot \cos 2\alpha) \quad (3)$$

$$\sigma_r = \sigma(1 + \sin \phi \cdot \cos 2\alpha) \quad (4)$$

$$\tau_{rs} = \sigma \sin \phi \cdot \sin 2\alpha \quad (5)$$

$$\sigma = (\sigma_1 + \sigma_2) / 2 \quad (6)$$

σ_1, σ_2 は最大、最小主応力であり、それぞれの応力が作用する面素上で剪断応力はゼロである。以上の関係を図式的に示したのがモールの応力円であり、Fig. 6に示す。変形領域は粉粒体が剪断をうけており、十分に塑性平衡に達していると考えられることができるので、クーロンの降伏条件式はモールの応力円に接しており、Fig. 6に線分 OP, OP' で示されている。

定常域においては、剪断応力 τ_{rs} に対する Y の寄与の程度は小さいものと仮定すると Eq.(2) より

$$\tau_{rs} \approx \gamma r / 2 \quad (7)$$

Eqs.(4), (5), (7) より半径方向主応力は次式で与えられる。

$$\sigma_r = \frac{\gamma r (1 + \sin \phi \cdot \cos 2\alpha)}{2 \sin \phi \cdot \sin 2\alpha} \quad (8)$$

γ, ϕ はそれぞれ、比重量、内部摩擦係数である。前報⁶⁾では、プラグフロー領域の先端 $r=r_c$ で塑性平衡に達し、かつ r_c では半径方向に垂直な面素がすべり面と一致すると考えてプラグフロー領域の大きさを求めたが、それと同様に考えると、 r_c における α の値は Fig. 6よりつぎのように与えられる。

$$\alpha_c = \pi/4 + \phi/2 \quad (9)$$

一方、壁面上においては、粉粒体はすべっているため、Fig. 6を壁近傍のモールの応力円と考えると、 α の値は Fig. 6の幾何から次式で計算される。

$$2\alpha_w = \phi_{w1} + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \phi_{w1}}{\sin \phi} \right) \quad (10)$$

Eqs.(9), (10) は理論的に導かれた α の値であり、内部摩擦角、壁摩擦角のみの関数である。

$r=r_c$ および壁面上の半径方向主応力は Eqs.(9), (10) を Eq.(8) に代入して、あるいは Eq.(7) とモールの応

Table 2 Comparison between experimental results and predictions for the values of σ_r and α

Material	Theory				Experiment			
	σ_{re} [G/cm ²]	σ_{rw} [G/cm ²]	α_e [deg.]	α_w [deg.]	σ_{re} [G/cm ²]	σ_{rw} [G/cm ²]	α_e [deg.]	α_w [deg.]
Glass beads	2.51	24.5	70.5	10.3	3.0	32	56.7	7.7
Sand	3.55	6.73	66	36.3	3.4	7.6	63.7	32.1

Table 3 Variation of α with r/R (Glass beads)

r/R [—]	0.80	0.82	0.84	0.86	0.90	0.94	0.98
α [deg.]	56.7	52.2	42.4	29.9	14.0	8.5	7.7

Fig. 7 Network of slip lines (glass beads)

力円から直接、つぎのように求まる。

$$\sigma_{re} = \frac{1}{2} \gamma r_c \cot \phi \quad (11)$$

$$\sigma_{rw} = \frac{1}{2} \gamma R \cot \phi_w \quad (12)$$

Eqs.(11), (12) による計算結果を Table 2 に示した。実測値と比較すると σ_{re} , σ_{rw} ともかなりの精度で推算できるものと思われる。移動層内部の応力と壁面上の応力の違いが明確に説明されており、実験事実とも対応していることは興味深い。

なお、 σ_{rw} に関する Eq.(12) は Walker⁷⁾ により導かれているが、前述の大型穀物サイロについて計算してみた結果も実測値と非常によく一致することがわかった。

さらに、次節で述べる α の決定法にしたがって α_e , α_w を求めた結果と、Eqs.(9), (10) による計算結果の比較も Table 2 に示してあるが、かなりの一致をみており、応力に対する検討とあわせて、移動層に対して塑性論的

* Fig. 7 は定常域 ($z/D \geq 3$) での 2 つのすべり線の形状変化の状態を示す。すべり線は、図のような形状をもって任意の場所で発生するものであり、かつ定常域では層高によりすべり線の形状は変わらないので、Fig. 7 の縦座標目盛は記入していない。

取り扱いが適用されうるものであると考えることができる。

3.3 パラメーター α の実験による決定と主応力の方向

α_e , α_w は Eqs.(9), (10) のように求められたが、任意の半径における α の値は解析的に求められず、実験によりつぎのように決定する。Eqs.(4), (5) より

$$\frac{\tau_{rs}}{\sigma_r} = \tan \phi' = \frac{\sin \phi \cdot \sin 2\alpha}{1 + \sin \phi \cdot \cos 2\alpha} \quad (13)$$

変形して

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[\phi' + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \phi'}{\sin \phi} \right) \right] \quad (14)$$

実験による σ_r と Eq.(7) による τ_{rs} から任意の半径において、応力比 $\tan \phi'$ が定まり、Eq.(14) から α が計算されることになる。任意の半径において、半径方向に垂直な面素がすべり面とはならないので、 $\tan \phi'$ は摩擦係数を意味せず、単なる応力比である。

ガラス球を例にとり、Eq.(14) から α を計算し Table 3 に示した。 α の変化は、最大、最小主応力の方向が、半径方向に変化することを意味し、たとえば、最大主応力の方向は壁面に近づくにつれて壁面に垂直になるように変化していることが Table 3 よりわかる。

3.4 すべり線の作図

変形領域の粉粒体微少要素がどのような方向に剪断をうけているかを検討するためにすべり線を求める。Eqs.(3)~(5) を Eqs.(1), (2) に代入すると、 σ と α を変数とする連立一階偏微分方程式が得られ、すべり線の方程式はその方程式の特性曲線としてつぎのように与えられる。

$$\frac{dz}{dr} = \tan(\alpha \pm \eta) \quad (15)$$

Eq.(15) における +, - は Fig. 6 において、それぞれ a, b の各すべり線に相当する。したがって、Eq.(14) により計算される α を用いて Eq.(15) よりすべり線を描くことができ、その一例を Fig. 7* に示した。図より、変形領域における粉粒体要素は、2 つのすべり線に沿って移動を示し、理論的には r, z の方向の分速度を有すること、つまり、すべり線に沿って速度の不連続がゆるされ、垂直歪 (のび歪) もうけていること、などを考えると、粉粒体要素は非常に複雑な挙動を示しているものと考えられる。なお、Fig. 7 において、ガラス球は $r_c/R=0.8$ であるのでこの場所では半径方向に垂直な面

素がすべり面そのものとなり、理論的には a -slip line は $\tan(\alpha+\eta)=\tan(\pi/2)=\infty$ 、すなわち無限大の勾配をもつたものであるが、 α は σ_r の実測値にもとづき Eq.(14) から求めた値であるため、この場合 Table 3 からわかるように $\tan(\alpha+\eta)=\infty$ とならず、それ故 $r=r_c$ で a -slip line は有限の勾配をもって作図されている。

3・5 歪速度の特性関係と速度方程式

前述のように粉粒体要素はすべり面に沿って歪をうけて変形しているので、層内のある点の位置は互いに相対的な変位を起こしていることになる。そこで、それぞれの方向の歪速度成分を考えると

$$\dot{\epsilon}_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \dot{\epsilon}_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \dot{\epsilon}_r = -\dot{\epsilon}_z \quad (16)$$

$$\dot{\gamma}_{rz} = \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \quad (17)$$

$\dot{\epsilon}_r, \dot{\epsilon}_z$ は垂直歪（のび歪）速度、 $\dot{\gamma}_{rz}$ は剪断歪速度である。ここで仮定 3 より、 $\dot{\epsilon}_r, \dot{\epsilon}_z$ と $\dot{\gamma}_{rz}$ の間にはつぎの関係が成り立つ³⁾。

$$\frac{\dot{\gamma}_{rz}}{\dot{\epsilon}_r - \dot{\epsilon}_z} = \tan 2\alpha \quad (18)$$

一方、仮定 4 が成り立つならば、つぎの連立方程式で示される関係が任意の瞬間において、各歪速度成分間に成り立たなければならない。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} &= \tan 2\alpha^* \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Eq.(19) の上式は非圧縮性の連続の式、下の式は Eq.(18) を Eqs.(16), (17) で書きなおしたものである。Eq.(19) は連立一階偏微分方程式であるからその特性曲線は Eq.(15) と同様に求めることができ、歪速度成分に関する特性方向を与える次式を得る。

$$\frac{dz}{dr} = \frac{\sin 2\alpha \pm 1}{\cos 2\alpha} \quad (20)$$

ここで、新たにパラメーター α^* を

$$2\alpha^* = 2\alpha - \pi/2 \quad (21)$$

により定義すると

$$\frac{dz}{dr} = \left\{ \begin{aligned} -\cot \alpha^* \cdots p_1 \\ \tan \alpha^* \cdots p_2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

となり、互いに直交する二曲線であることがわかる。Eq.(22) は物理的には、主応力方向を 2 等分する最大剪断応力の方向と一致することを示す。任意の粉粒体要素でそれぞれの方向を p_1, p_2 とすると Fig. 8 のように示される。 p_1, p_2 の方向の速度成分を v_1, v_2 とすると

$$\left. \begin{aligned} u_r &= -v_1 \sin \alpha^* + v_2 \cos \alpha^* \\ u_z &= v_1 \cos \alpha^* + v_2 \sin \alpha^* \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Eqs.(16), (23) から

$$\dot{\epsilon}_r = \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\sin \alpha^* \frac{\partial v_1}{\partial r} - v_1^* \cos \alpha^* \frac{\partial \alpha^*}{\partial r}$$

Fig. 8 Schematic drawing of the relation among principal line, slip line and characteristic line of strain rate

Fig. 9 Schematic drawing of the characteristic line of strain rate

$$\left. \begin{aligned} &+ \cos \alpha^* \frac{\partial v_2}{\partial r} - v_2 \sin \alpha^* \frac{\partial \alpha^*}{\partial r} \\ \dot{\epsilon}_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} &= \cos \alpha^* \frac{\partial v_1}{\partial z} - v_1 \sin \alpha^* \frac{\partial \alpha^*}{\partial z} \\ &+ \sin \alpha^* \frac{\partial v_2}{\partial z} + v_2 \cos \alpha^* \frac{\partial \alpha^*}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

p_1 曲線に沿う方向に z 軸、 p_2 曲線に沿う方向に r 軸を想定すると $\alpha^* = 0$ となり

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon}_{z, p_1} &= v_2 \frac{\partial \alpha^*}{\partial z} + \frac{\partial v_1}{\partial z} \\ \dot{\epsilon}_{r, p_2} &= -v_1 \frac{\partial \alpha^*}{\partial r} + \frac{\partial v_2}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

ここで p_1, p_2 に沿う垂直歪速度はゼロであるので結局次式が導かれる⁴⁾。(Geiringer の式)

$$\left. \begin{aligned} p_1: &dv_1 + v_2 d\alpha^* = 0 \\ p_2: &dv_2 - v_1 d\alpha^* = 0 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

したがって、特性方向 p_1, p_2 に沿う v_1 または v_2 と α^* の間には一定の関係が存在することになる。

つぎに $u_z(r)$ の r による変化を α^* の差分 $\Delta \alpha^*$ を用いて導く。Fig. 9 に p_1, p_2 および v_1, v_2 の関係を図示した。Fig. 9 と Eq.(26) からつぎの関係を得る。

$$\left. \begin{aligned} v_1(n+1) &= v_1(n) \{1 - (\Delta \alpha_n^*)^2\} - v_2(n) \Delta \alpha_n^* \\ v_2(n+1) &= v_1(n) \Delta \alpha_n^* + v_2(n) \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$\Delta\alpha_n^* = \alpha_{n+1} - \alpha_n^*$$

Eqs.(23), (27) から v_1, v_2 を消去すると結局 u_z, u_r は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u_z(n+1) &= u_z(n) [\Delta\alpha_n^* \sin \Delta\alpha_n^* + \cos \Delta\alpha_n^* \\ &\quad - (\Delta\alpha_n^*)^2 \cos \alpha_{n+1}^* \cos \alpha_n^*] \\ &\quad + u_r(n) [\sin \Delta\alpha_n^* - \Delta\alpha_n^* \cos \Delta\alpha_n^* \\ &\quad + (\Delta\alpha_n^*)^2 \sin \alpha_n^* \cos \alpha_{n+1}^*] \\ u_r(n+1) &= u_z(n) [\Delta\alpha_n^* \cos \Delta\alpha_n^* - \sin \Delta\alpha_n^* \\ &\quad + (\Delta\alpha_n^*)^2 \sin \alpha_{n+1}^* \cos \alpha_n^*] \\ &\quad + u_r(n) [\cos \Delta\alpha_n^* + \Delta\alpha_n^* \sin \Delta\alpha_n^* \\ &\quad - (\Delta\alpha_n^*)^2 \sin \alpha_{n+1}^* \sin \alpha_n^*] \end{aligned} \right\} (28)$$

故に, Eq.(14) から α の値が半径 r の関数として Table 3 のように求まると, 速度の境界条件を与えて Eq.(28) より速度分布を計算することができるが, その前に, α の値による p_1, p_2 の方向の変化を調べる。Fig. 9 に α の値と p_1, p_2 の方向の関係を図示してある。図より明らかに $\alpha = 45^\circ$ となる半径において, p_1, p_2 がそれぞれ z 軸, r 軸に一致することがわかり, p_1 に沿う速度 v_1 がこの点を境として不連続になっていることがうかがえる。したがって, Eq.(28) は Fig. 9 において A, B の両領域にわたって適用されるものであるが, いずれの両領域から計算をはじめても, $\alpha = 45^\circ$ の点を越えて計算することはできず, それぞれの領域において, それぞれの境界条件のもとで計算しなければならない。なお, B 領域では, p_1 の方向が A 領域と逆になっているため, 壁から離れるにつれて n の値が大きくなるように Eq.(28) を用いなければならない。もちろん着目する系の全領域にわたって $\alpha > 45^\circ$ または $\alpha < 45^\circ$ の場合は上述の不連続性を考慮する必要はない。

ガラス球と標準砂について, つぎの境界条件

$$\begin{aligned} u_z &= u_{z0}, & u_r &= 0 & \text{at } r &= r_0 \\ u_z &= u_{z0}, & u_r &= 0 & \text{at } r &= R \end{aligned}$$

を用いた計算結果が Figs. 4, 5 に実線で示されている。図から, 実測の速度分布の壁近傍における急激な勾配と, 上述の速度の不連続性の間の対応があらわれていると考えることができる。ガラス球においては, 計算による速度不連続の傾向と実際の傾向が若干ずれているように思われる。この理由として $\alpha = 45^\circ$ になる位置は, 計算によれば σ_r の絶対値にかなり支配されること, かつ σ_r の値には前述のようにバラツキが含まれていること, などを考えることができるが, 詳しい結論を下すにはいたっていない。

結 言

応力と速度が本実験で測定されたような分布をもつ連続体の系であるとみなして, 移動層の応力の場と速度の場の各々について, 塑性理論を適用して検討した結果, 応力および速度場の特性を互いの関連のうちに説明することができたものと考えられる。実験および考察の結果得られた知見をまとめるとつぎのとおりである。

(1) プラグフロー領域では, 半径方向主応力は一定であるが, その外側の領域では次第に大きくなり, 壁面上で最大値を示す。このような移動層内部と壁面上における応力の違いは, Eqs.(11), (12) によって表わされ実験結果をよく説明することができた。

(2) 速度分布の実測値から, 分布の勾配がなだらかな領域と勾配が急な壁近傍領域とに系を特徴づけることができたが, 理論的考察からも速度が不連続になる場所の存在することが見いだされ, Eqs.(14), (28) により実測値の傾向を定性的に説明することができた。

(3) 主応力の方向 (Table 3), すべり線 (Fig. 7) および速度の特性方向 (Fig. 9) などにより, 系の状態を塑性論的に考察した。

Nomenclature

a, b	= slip line	[—]	γ	= specific weight	[G/cm ³]
D	= moving bed diameter	[cm]	$\dot{\gamma}_{rs}$	= shearing strain rate in the z direction resulting from the normal strain	[1/sec]
d_p	= mesh aperture particle diameter	[cm]	$\dot{\epsilon}_r(\dot{\epsilon}_z)$	= normal strain rate in the $r(z)$ direction	[1/sec]
p_1, p_2	= direction of the characteristic line of strain rate	[—]	η	= angle between the slip line and the minor principal plane	[deg.]
r	= radial distance in cylindrical co-ordinate	[cm]	θ	= tangential distance in cylindrical co-ordinate	[cm]
R	= $D/2$	[cm]	μ	= $\tan \phi$, coefficient of internal friction	[—]
u_r	= radial velocity	[cm/sec]	μ_{w1}	= $\tan \phi_{w1}$, coefficient of friction between particles and acrylic plate	[—]
u_z	= vertical velocity	[cm/sec]	μ_{w2}	= $\tan \phi_{w2}$, coefficient of friction between particles and test plate	[—]
$v_1(v_2)$	= velocity along $p_1(p_2)$	[cm/sec]	σ	= $(\sigma_1 + \sigma_2)/2$	[G/cm ²]
z	= vertical distance in cylindrical co-ordinate	[cm]	$\sigma_1(\sigma_2)$	= major (minor) principal stress	[G/cm ²]
α	= angle between the plane perpendicular to the r direction and the major principal plane	[deg.]			
α^*	= $\alpha - \pi/4$	[deg.]			

$\sigma_r(\sigma_z)$ = radial (vertical) normal stress [G/cm²]
 τ_{rz} = shear stress in the z direction resulting from a radial force [G/cm²]
 τ' = induced shear stress on a test plate in a moving bed [G/cm²]
 ϕ = angle of internal friction [deg.]
 $\phi_w(\phi_{ws})$ = angle of friction between particles and

acryl plate (test plate) [deg.]
 ϕ' = angle defined by Eq.(13) [deg.]

<Subscripts>

c = boundary of the plug flow region in a moving bed section
 w = wall

Literature cited

- 1) Akoi, R. and M. Suzuki: *J. Res. Assoc. Powder Tech.*, 7, 15 (1970)
- 2) Delaplaine, J. W.: *A. I. Ch. E. Journal*, 2, 127 (1956)
- 3) Kawada, U.: *Kikai-kōgaku kōza*, 1, Kyōritsu Shuppan, p. 24 (1963)
- 4) Mogami, T.: *Ōyōrikigaku kōza*, 3, Kyōritsu Shuppan, p. 59 (1957)
- 5) Sugita, M.: *J. Res. Assoc. Powder Tech.*, 7, 513 (1970)
- 6) Takahashi, H. and H. Yanai: *Kagaku Kōgaku*, 35, 357 (1971)
- 7) Walker, D. M.: *Chem. Eng. Sci.*, 21, 975 (1966)

回分横型攪拌槽によるガス吸収速度の研究*

安藤 公二**・原 弘**
 遠藤 一夫***

室蘭工業大学工学部 化学工学科**

緒 論

通常用いられている縦型の気・液攪拌槽においては、遠統相である液体中に気体を気泡として分散させ、両相の接触を行なっている。このため、気体吹込量が大きく、通気係数が大きい場合には、気体が攪拌軸周辺を吹き抜けるといったローディング現象が現われる。横型攪拌槽では、液体中に気体が気泡として分散するとともに、攪拌羽根によって液体が微粒化され気液接触が行なわれるという特質をもち、したがって、ローディング現象をさけうるという実用の利点を有している。この種の研究については、液量率の小さい範囲について、3,000回転に及ぶ高速回転を扱う Ganz ら^{2,3)}の一連の実用化実験があり、その結果の要約は内山⁴⁾によっても紹介されているが、吸収速度と、それに関与する槽内流動状態との関係についての基礎的考察は行なわれていない。

著者ら¹⁾は、さきに、横型攪拌槽内の流動状態が、攪

拌羽根基準のフルード数および液量率によって2つのパターンに大別されることを示し、所要動力と操作条件との関係は、流動状態によって異なることを報告した。

槽内流動状態と総括吸収容量係数との関係を、亜硫酸ソーダ水溶液の酸化速度によって回分横型攪拌槽について実験的にもとめたのが本報告であり、総括吸収容量係数もまた大別される流動状態それぞれについて、異なった相関関係を示すことをみいだした。さらに、流動状態の転移点に至る操作条件下で、適当と考えられるガス吸収に関する実用操作範囲を示し、また、液単位体積当たりの所要動力と総括吸収容量係数との実験的關係を示した。亜硫酸ソーダ水溶液の酸化反応を用いた本実験における実験的相関関係は、液相抵抗支配の系に対しては、適用できるものと考えられる⁷⁾。

1. 実験装置および実験方法

実験装置の概要を Fig. 1 に示した。攪拌槽と攪拌羽根は前報¹⁾と同一のものを用いた。吸収液および被吸収ガスには、触媒として硫酸銅 (10⁻⁴ mol/l) を加えた亜硫酸ソーダ水溶液 (初濃度 0.1~0.15 mol/l) と純酸素ガスを用いた。本実験では硫酸銅の濃度 10⁻⁴~10⁻³ モル

* <Studies on the Rate of Gas-Absorption in Batch Horizontal Stirred Vessels>
 Received on December 10, 1970

化学工学協会第 32 年会 (東京, 昭和 42 年 4 月) にて一部研究発表

** Koji Andou, Hiroshi Hara (Dept. of Chem. Eng., Muroran Institute of Technology, Muroran, Japan)

*** Kazuo Endoh (北海道大学 Hokkaido Univ.)

気液平衡式のパラメータ決定法—Wilson, NRTL, Heil 式について(宮原量中・佐渡友秀夫, 化学工学, 35, 1347~1353 (1971))

無限稀積溶液の活量係数から Wilson, NRTL, Heil の式のパラメータを簡単に決定する方法を提案し, 解と2組以上の解の存在する範囲を (r_1^0, r_2^0) , (A_{12}, A_{21}) , (T_{12}, T_{21}) , (τ_{12}, τ_{21}) 面に図示し2組以上の解が得られたときどの解を用いるかに使う補助的図をも併せて提案した。本法を正に偏倚した Acetone-Methanol 系および負に偏倚した Acetone-Chloroform 系に適用し満足な結果を得ることを確認した。

静止充填層内における伝熱——層内温度分布におよぼす輻射の影響——(西村 誠・稲葉由大・架谷昌信・杉山幸男, 化学工学, 35, 1354~1359 (1971))

静止充填層(ガス, 平行平板系)内の伝熱において, 層内温度分布に対する輻射の影響を検討するため, 層内温度分布を(i)既往の有効熱伝導度を用いた場合, (ii)新たに輻射に壁の影響を考慮した場合について, それぞれ数値的に解析し, 両者の結果をカオリン球($D_p=10\text{ mm}, 15\text{ mm}$)を用いた実験結果(加熱壁温 $60\sim 590^\circ\text{C}$)と対応させて比較検討した。その結果, 本実験範囲では, 伝熱量に関しては(i)の解析結果と(ii)の解析結果との間にはほとんど差異が認められなかったが, 層内温度分布に関しては(ii)の本モデルによる解析結果が実験結果とかなり良好な傾向的一致を示し, 本モデルによる解析がより妥当であることがわかった。また上壁温度の上昇とともに, とくに上壁近傍において温度分布の形が勾配が大きくなる方向へ彎曲することが認められた。

触媒の二元細孔構造を考慮したクロマト反応器周波数応答(熊沢英博・森田徳義, 化学工学, 35, 1359~1364 (1971))

触媒の細孔構造に均一細孔モデルを適用したときと, 二元細孔モデルを適用したときの周波数応答には本質的な相違のあることを指摘し, 粒径の異なる触媒によるエチレン水素化反応の周波数応答実験の結果が二元細孔モデルによって始めて説明しうることを示した。さらに, 周波数伝達関数から, 反応状態下でのミクロ孔, マクロ孔有効拡散係数を決定する方法を示して, これによって得られる結果は, 実測した細孔分布曲線から推算される値とよく一致した。

光化学反応装置の設計因子——光吸収速度——(城塚 正・西海英雄, 化学工学, 35, 1364~1372 (1971))

光反応では濃度変化と光エネルギーの吸収が相互作用を及ぼし合う。そのため基礎式は複雑となり光化学反応器を設計するには簡単でない。そこで光吸収速度の数学的取り扱いを単純化した3種の近似式をたてた。1つの近似式を検討した結果光学厚みが5以下では反応中の濃度変化による光強度の変化は無視できることがわかった。残りの近似式は低収率域に適用できるがその適用範囲についても考察した。実験値と光吸収速度項を近似しない理論値はよく一致した。

移動層内粒子の半径方向主応力および速度分布に対する塑性力学的考察(高橋洋志・柳井 弘, 化学工学, 35, 1372~1379 (1971))

移動層内粒子の半径方向主応力は, プラグフロー領域(速度のほぼ一様な領域)の先端付近から次第に大きくなり, 壁面上で最大値を示し, また軸方向速度は壁近傍で急激な遅れ勾配をもって変化することが実測された。一方, 応力と速度の場に塑性理論を適用して検討した結果, 層中心部と壁面上の応力のそれぞれを予測することができ, さらに速度分布が不連続になる場所の存在することが見いだされ, 実験結果を定性的に説明できることがわかった。

回分横型攪拌槽によるガス吸収速度の研究(安藤公二・原弘・遠藤一夫, 化学工学, 35, 1379~1383 (1971))

幾何学的に相似な3種の横型攪拌槽を用い, タービン羽根によって攪拌し, 亜硫酸ソーダ水溶液による酸素ガス吸収速度を測定して, 以下の結果をえた。

1) 槽内液の飛散が著しい A_1 状態においては, 総括吸収容量係数はフルード数に比例する。

2) 実用的に重要な A_1 状態につき, 総括吸収容量係数 $K_G \cdot a$ と液単位体積当りの所要動力 P_0 との関係は

$$K_G \cdot a = K P_0^\epsilon \quad ; \quad \epsilon = 0.4 \sim 0.6, \quad D_t = 10.6 \sim 18.4 \text{ cm} \\ K = 6.2 \times 10^{-9} \text{ (酸素—亜硫酸ソーダ水溶液系)}$$

ここで, ϵ は攪拌槽容積に対する吸収液量の割合, D_t は攪拌槽径である。

<技術報告>

試作回転式スクラバーの装置性能(松野儀三・平岡正勝, 化学工学, 35, 1384~1390 (1971))

多孔板, 回転翼各3段よりなる試作回転式スクラバーを考案, 開発した。実験結果によると, 液ガス比の変化にかかわらず効率ほぼ一定で, 安定度の高い装置であった。この装置の総括捕集効率を求めるために, 装置を構成する回転翼等による捕集実験を行ない, その結果からサイクロン効果係数, 泡沫層効果係数, 翼効果係数を定義し, これらの効果係数を用いて複雑な機構からなる装置の総括捕集効率を概算する一方法を試みた。

<寄 書>

厚み計の一利用法——電解槽中の陽極板の厚み測定——(酒井信之・田口洋治, 化学工学, 35, 1391~1393 (1971))

放射線を用いた厚み計は被測定物に接触することなく, また破壊することなく, 厚さを測定できることが特徴である。このため既に多くの工程検査などで実用化されている。本研究では S_p-90 ($Y-90$) の β^- を線源とし, 透過型厚み計の原理を拡張して, 電解槽中の陽極板(銅板)の厚みの連続測定を試みた。その結果, 電解液の厚みが入っているにもかかわらず, 陽極板の厚さで $50\sim 500\text{ mg/cm}^2$ の範囲で測定可能であることを見いだした。

泡沫の管内流れについて(森島直正・吉田哲夫・大引常弘, 化学工学, 35, 1393~1395 (1971))

表面活性剤溶液によって作られた泡沫層の水平管内の流れの圧力損失と速度分布を測定した。その結果, 泡沫の流れは非ニュートン流体の擬塑性流体として扱えることがわかり, かつ活性剤の濃度によって指数が変化した。さらに管摩擦係数は, 擬塑性流体のレイノルズ数を用いることにより, ニュートン流体の層流域における $f-Re$ の関係と一致することが見いだされた。

超音波を照射した液体中における球の抗力(原 弘・遠藤一夫, 化学工学, 35, 1395~1397 (1971))

脱気した水, 水/メ水溶液に超音波を照射し, そのうちにある球に加わる抗力を測定した。実験的關係はつぎのように表わされる。

$$F = 3 \cdot 10^{-3} a \cdot \omega^{3/2} \cdot d^2$$

2成分系精留塔動特性の非対称性(水野博之・西村義行・松原正一, 化学工学, 35, 1397~1400 (1971))

2成分系精留塔の動特性を数値計算によって研究し, 新しい形式の非対称性を見いだした。加藤が指摘した非対称性は還流比のステップ変化の方向に関するものであったのに対して, 筆者らが見いだした非対称性は還流比を基準値からずらす場合に比して基準値にもどす場合の方が著しく応答が遅いというものである。

<Short Communications>

Thickness Gage for Anode Plate in an Electrolytic Bath, N. Sakai and Y. Taguchi (Niigata Univ.)
Kagaku Kōgaku, 35, 1391~1393 (1971)

Thickness gage using radiation rays has its characteristic merits, i.e., no contact with the materials, no destruction of the materials, etc. These gages are widely used now in the various fields having these merits.

In the present report the principle of thickness gage (transmission type) was extended to and applied to the continuous measurement of thickness of anode plate in an electrolytic bath. Radiation source was strontium-90 and its radioactivity was about 10 mCi. As a result, it was recognized that 50~500 mg/cm² was the measurable range of this gage for anode plate (copper plate) in spite of involving the thickness of electrolyte.

On the Flow of Foam in a Pipe, N. Morishima, T. Yoshida and T. Oubiki (Osaka City Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1393~1395 (1971)

The pressure drop and velocity profile due to the flow of foam, which was generated by the bubbling air in surfactant solution, were measured at the test section of a horizontal pipe. It was confirmed that the flow of foam could be treated as pseudo-plastic fluid of non-Newtonian and the exponent in formula of pseudo-plastic flow depended on the concentration of surfactant in solution. The relation between Reynolds number, a characteristic formula of pseudo-plastic fluid, and friction factor was the same as that of the laminar flow region in Newtonian fluid.

Force on a Sphere in Liquid Irradiated by Ultrasonic Wave, H. Hara (Muroran Inst. of Tech.) and K. Endoh (Hokkaidō Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1395~1397 (1971)

Experiments were performed on force on a sphere suspended in liquid by ultrasonic plane wave. Liquids used were water and water-corn syrup solution without dissolved gas.

Experimental result was $F=9 \cdot 10^{-3} \cdot a \omega^{3/2} \cdot d^2$
 $d=5.50 \times 10^{-2} \sim 1.90$ cm
 $\mu=1 \sim 10$ CP

Where d is the diameter of sphere, μ viscosity of liquid, F force on a sphere suspended in liquid by ultrasonic plane wave, angular frequency and a particle displacement.

On Asymmetric Properties of Binary Distillation Column Dynamics, H. Mizuno, Y. Nishimura and M. Matsubara (Nagoya Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1394~1400 (1971)

The dynamic behavior of a binary distillation column was numerically investigated and a new type of asymmetric property was then observed. The asymmetry which was pointed out by Kato was that being concerned with the direction of stepwise change in reflux ratio. The new type of asymmetry is as follows: the response of composition in each plate is far more sluggish for the recovery of reflux ratio to the normal value than for the transfer of reflux ratio from the normal value.

Discussion on the Distribution of Radial Stress and Vertical Velocity of Particles in a Moving Bed by Plasticity Theory, H. Takahashi and H. Yanai (Muroran Inst. of Tech.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1372~1379 (1971)

It was recognized experimentally in a vertical moving bed that a radial normal stress acting on an element in the bed began to increase in intensity with radial distance from near the edge of plug flow region (constant velocity region) into a vertical wall, developed into a maximum value on the wall, and that the radial distribution of vertical velocity showed a great reduction in velocity only near the wall although a velocity was gradually reduced apart from the wall.

On the other hand, the radial normal stresses in the plug flow region and on the wall and radial distribution of vertical velocity were respectively predicted on the basis of plasticity theory in which stress and velocity characteristics coincide, and compared with experimentally determined characteristics. As a result of it, it was concluded that each radial normal stresses computed by theory reasonably agreed with experimental ones, and that the existence of discontinuity of vertical velocity at a position in radial distance was predicted by theory and experimentally determined velocity field could be interpreted as discontinuity.

Studies on the Rate of Gas-Absorption in Batch Horizontal Stirred Vessels, K. Andou, H. Hara (Muroran Inst. of Tech.) and K. Endoh (Hokkaidō Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1379~1383 (1971)

Studies were made on the transfer rate of oxygen into sodium sulphite solution in the horizontal stirred vessels. Apparatus used were cylindrical vessels, sized $D_t=10.6 \sim 18.4$ cm in diameter, agitated by turbine type impellers. Results obtained were as follows:

- 1) In the state A_1 , in which the liquid is splashed violently by the impeller in the vessel, over-all volumetric absorption coefficient is obtained to be linear with Froude Number.
- 2) It is most effective for absorption to operate in the A_1 state. In this state, the correlation between power consumed per unit volume of liquid P_v and the coefficient $K_G \cdot a$ was expressed by

$$K_G \cdot a = K P_v^{\epsilon}, \quad \epsilon = 0.4 \sim 0.6, \quad D_t = 10.6 \sim 18.4$$

$$K = 6.2 \times 10^{-9} \quad (\text{oxygen-sodium sulphite solution})$$

where, ϵ is the ratio of the volume of liquid to that of vessel.

<Technical Report>

Performance on a Rotational Vane Type Scrubber, Y. Matsuno (Kyushu Inst. of Tech.) and M. Hiraoka (Kyoto Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1384~1390 (1971)

A rotational vane type scrubber which was built with three units of a perforated plate and a rotational vane was tested. It showed a constant and good efficiency through a wide range of liquid-gas flow ratio. In connection with the above experiment, the experiments using each unit, i.e. a vane, a rotational disk and a perforated plate were carried out. From these experimental results and theoretical view points, an idea of the effect-coefficient was introduced for each unit. Semi-theoretical analysis was tried by using these effect-coefficients.

Procedure to Evaluate the Wilson, NRTL and Heil Parameters, K. Miyahara and H. Sadotomo (Mitsui Toatsu Chemicals, Inc.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1347~1353 (1971)

The authors have proposed a simple procedure by which, utilizing the activity coefficients in the infinitely dilute binary solution, the Wilson, NRTL and Heil parameters can be evaluated without difficulty. The possibility has been shown that multiple solutions exist if the activity coefficients in the infinitely dilute binary solution are used. Also shown are the regions of multiple solutions of the Wilson, NRTL and Heil equations on the (τ_1^0, τ_2^0) , (A_{12}, A_{21}) , (T_{12}, T_{21}) and (τ_{12}, τ_{21}) plane, and graphs which aid to select the appropriate solution among multiple solutions. By the method described above, the authors evaluated the parameters for the acetone-chloroform and the acetone-methanol binary systems.

Heat Transfer in Static Packed Beds—The Effects of Radiation on the Temperature Distributions—, M. Nishimura, S. Sugiyama, Y. Inaba and M. Hasatani (Nagoya Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1354~1359 (1971)

The effects of radiation on the temperature distributions in the static packed beds was studied. The temperature distributions were analysed numerically for two cases in applying (i) the effective thermal conductivity and (ii) the radiant heat flux involving the wall effects, and the two results were compared with the experimental results (10 mm and 15 mm kaolin balls, heating temperature ranging from 60 to 590°C). Consequently, under the present experimental conditions, it was found that there was little difference between the heat transfer rates obtained from (i) and (ii), but with respect to the temperature distribution the results of (i) showed fairly good similarity to the experimental results and the model applying (i) was more adequate, and that the temperature gradients, especially in the neighbourhood of the heating plate, became steeper with increasing the heating plate temperature.

Frequency Response in Chromatographic Reactor in View of Bimodal Pore Structure of Catalyst Pellet, H. Kumazawa and N. Morita (Nagoya Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1359~1364 (1971)

A characteristic difference in frequency transfer functions for chromatographic reactor obtained for uniform and bimodal pore models is elucidated. Frequency response experiments on the hydrogenation over different sizes of catalyst gave results which could be explained well only by the bimodal pore model. A method to estimate effective diffusion coefficients in micro and macropores under reaction conditions was also presented. The coefficients obtained by the method agreed fairly with estimated values from pore size distribution curve of the catalyst.

Design Factors of Photochemical Reactors—Rate of Absorption of Light Energy—, T. Shiotsuka and H. Nishiumi (Waseda Univ.)

Kagaku Kōgaku, 35, 1364~1372 (1971)

The rate of absorption of light energy greatly affects the rate of photochemical reactions. As it is too complicated to solve general design equations exactly, three simpler approximations are set up. Results by one of the approximations show that the change of light intensity during the reaction is negligible if optical thickness $\tau \leq 5$. The condition on which the other approximations can be applicable are described. Experimental data are in agreement with calculated values.