高レイノルズ数域固・液流動層による 非球状粒子群の粒径分布測定

小 幡 英 二*, 高 橋 洋 志*, 秋 吉 亮*, 安 藤 公 二*

The Measurement of the Size Distribution of Irregular Particles by Liquid-solid Fluidization in a High Reynolds Number

by

Eiji OBATA[†], Hiroshi TAKAHASHI[†], Makoto AKIYOSHI
and Koji ANDO[†]

A method for measuring the particle size distribution of irregularly shaped and large particles in a Reynolds number which varied from 122 to 633 has been developed from the relationship between the pressure drop, ΔP_t , across a fixed and a fluidized bed and the superficial velocity, u_t . It is recognized by experiments that the equivalent diameter in the fixed and the fluidized bed corresponds to the volume-surface mean diameter, i.e. the specific surface.

The particle size distributions calculated by a computer analysis of the ΔP_t and u_t were in good agreement with the particle size distributions obtained by the weighed measurement of glass beads, crushed glass and crushed rocks.

Key Words: Size Distribution, Size Measurement, Fluidization, Classify, Segregation

1. 緒 言

流動層は反応装置、乾燥機、焙焼炉等に広く応用されている。これらの多くは流動層のもつ温度特性、混合特性の長所を利用した固・気系流動層である。したがって、実装置の流動層は流動化開始速度よりも大きな空塔速度を有する完全混合層に近い状態である。

一方固・液系流動層は、固・気系流動層に比べ層内粒子の粒径比、密度比により粒子の分離現象が大きいことが知られている¹⁾。特に、流動化開始直後でチャネリング、混合が小さい領域では分離分級現象が顕著である。

著者等は、この分離現象を利用して、流動層による

粒径分布測定法が可能なことを報告した。第1報は流動化曲線(圧力損失 vs. 空塔速度)を利用した作図的粒径分布測定法^{2,3)}、第2報は流動化曲線の全粒子流動化状態から全粒子固定層化にいたる、過渡的条件における圧力損失と空塔速度を用いた計算による粒径分布測定法⁴⁾、第3報は全粒子が浮遊した完全流動層における層高間圧力損失と空塔速度から粒径分布を求めたものである⁵⁾。

第1報、第2報は流動層から固定層へ移行する過渡的現象下の測定法である。第3報により全粒子が流動化しているところで粒径分布が測定でき、実操業への応用が可能となった。しかし、これらの方法は粒子群が層流域に限定して使用可能であった。

流動層の圧力損失と空塔速度から粒径分布を求める方法は小幡等以外には発表していないが、流動層内の粒径分布についてはいくつかの報告がある⁶⁻⁸⁾。

本報は、流動層における粒子群の代表径として質量基準の調和平均径と等価である体面積平均径を採用し、

平成元年7月31日受付

*室蘭工業大学、化学工学科(〒050 室蘭市水元町27-1)
TEL 0143-47-3217

[†]Dept. of Chem. Eng., Muroran Institute of Tech.,
Mizumoto 27-1, Muroran 050

固定層の圧力損失にErgunの式を利用し、粒子径の大小に左右されない、流動層内粒子群の粒径分布測定法を提案した。

2. 理 論

粒子の飛び出しのない流動層の粒子群には、最大粒子径と最小粒子径の比に上限がある²⁻³⁾。ここで、以下の仮定を設ける。

- 1) 粒子形状および固定層の高さ方向の空間率は粒子径の大小によらず一定とする。
- 2) 等密度、非凝集性粒子群を完全に流動化させ、徐々に固定層に戻すと、層下部に大粒子、層上部に小粒子の完全分級が起こる。

また、層内の最大粒子径を x_0 、最小粒子径を x_n とする。 x_0 および x_n の均一粒子群の流動化開始速度をそれぞれ u_{mf0} 、 u_{mfn} とする。

2.1 層圧力損失

空塔速度 u_i が $u_{mfn} < u_i < u_{mf0}$ の場合を考える。この場合の塔内粒子はFig.1のように固定層と流動層からなる。固定層部は x_i から x_0 の大粒子群で構成されており、流動層部は x_i から x_n の小粒子群で構成されている。粒子群の質量頻度分布関数を $f_m(x)$ とすると、固定層内の質量基準の累積残留分率 $R(x_i)$ は次式となる。

$$R(x_i) = \int_{x_i}^{x_0} f_m(x) dx \quad (1)$$

流動層部の圧力損失を $\Delta P_{1,i}$ 、固定層部の圧力損失を層流域から乱流域まで使用できるErgunの式で表し $\Delta P_{2,i}$ とすると、層全体の圧力損失は次式となる。

$$\Delta P_i = \Delta P_{1,i} + \Delta P_{2,i}$$

Fig.1 Relationship between superficial fluid velocity, particle diameter and bed pressure drop

$$\begin{aligned} &= \frac{(\rho_p - \rho)g}{\rho_p A} M_0 \int_{x_n}^{x_i} f_m(x) dx \\ &+ \left\{ \frac{150(1 - \varepsilon_{mf}) \mu u_i}{\varepsilon_{mf}^3 (\phi_s \bar{x}_i)^2} + \frac{1.75 \rho u_i^2}{\varepsilon_{mf}^3 (\phi_s \bar{x}_i)} \right\} \\ &\times \frac{M_0}{\rho_p A} \int_{x_i}^{x_0} f_m(x) dx \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 M_0 は塔内全粒子質量、 ε_{mf} は流動化開始における空間率、 A は塔断面積、 $\bar{x}_i$ は固定層を形成している粒子径 x_0 から x_i の粒子群の代表径である。 ϕ_s は形状係数であり、 $\phi_s \bar{x}_i$ は比表面積(S_{vi})を用いて次式で表される⁴⁾。

$$\begin{aligned} \frac{6}{\phi_s S_{vi}} &= \bar{x}_i \\ &= \frac{R(x_i)}{\frac{R(x_{i-1})}{\bar{x}_{i-1}} + \frac{R(x_i) - R(x_{i-1})}{(x_{i-1} + x_i)/2}} \end{aligned} \quad (3)$$

形状係数 ϕ_s の予知法は白井⁹⁾やWenとYu¹⁰⁾によって提案されている。ここでは ϕ_s をWenとYuが提案したEqs.(4)と(5)の算術平均値とする。

$$\frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\phi_s^2 \varepsilon_{mf}^3} = 11 \quad \varepsilon_{mf} > 0.384 \quad (4)$$

$$\frac{1}{\phi_s \varepsilon_{mf}^3} = 14 \quad \varepsilon_{mf} > 0.415 \quad (5)$$

ただし、両式中で $\phi_s > 1$ のときは $\phi_s = 1$ とする。Eqs.(1)、(3)をEq.(2)に代入すると、層圧力損失は

$$\begin{aligned} \Delta P_i &= \frac{(\rho_p - \rho)g M_0}{\rho_p A} [1 - R(x_i)] + \frac{R(x_i) M_0}{\rho_p A} \\ &\times \left\{ \frac{150(1 - \varepsilon_{mf}) \mu u_i}{\varepsilon_{mf}^3 (\phi_s \bar{x}_i)^2} + \frac{1.75 \rho u_i^2}{\varepsilon_{mf}^3 (\phi_s \bar{x}_i)} \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

2.2 粒子径と残留分布の算出法

均一粒子群 x_i と空塔速度 u_i の間にはErgunの式より次式が得られる。

$$\frac{1.75 \rho}{(\phi_s x_i) \varepsilon_{mf}^3} u_i^2 + \frac{150(1 - \varepsilon_{mf}) \mu}{(\phi_s x_i)^2 \varepsilon_{mf}^3} u_i - (\rho_p - \rho)g = 0 \quad (7)$$

ここで用いた粒子径 x_i は等体積球相当径であり¹⁰⁾、単成分では x_i 、多成分粒子群では代表径 $\bar{x}_i$ を用い、それぞれの比表面積に対応する体面積平均径となる。

Fig.2において、流動化(ΔP vs. u)曲線のA点は全粒子が流動化したところであり、このときの空塔速度が最大粒子 x_0 の流動化開始速度 u_{mf0} を定義する。最大粒子径 x_0 より小さい粒子径 $x_1, x_2, \dots, x_i$ は u_{mf0} より小さい空塔速度 $u_{mf1}, u_{mf2}, \dots, u_{mfi}$ をEq.(7)に代入することにより順次求められる。また、粒子径 x_i に対応する残留分率 $R(x_i)$ はEq.(3)をEq.(6)に代入すると

Fig. 2 Graphical relationship between ΔP_i , u_i , x_i , $\bar{x}_i$, and $R(x_i)$

$R(x_i)$ のみを未知数とするEq.(8)の線形2次方程式ができ、これより求められる。

$$aR(x_i)^2 + bR(x_i) + c = 0 \quad (8)$$

ただし、

$$\alpha = (\rho_p - \rho)gM_0 / (\rho_p A) \quad (9)$$

$$\beta = \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})M_0}{\varepsilon_{mf}^3 \rho_p A} \cdot \frac{\mu u_i}{\phi_s^2} \quad (10)$$

$$\gamma = \frac{1.75 M_0}{\varepsilon_{mf}^3 \rho_p A} \cdot \frac{\rho u_i^2}{\phi_s} \quad (11)$$

$$X = \frac{x_{i-1} + x_i}{2} \quad (12)$$

とするとき、

$$a = \alpha - \frac{\beta}{X^2} - \frac{\gamma}{X} \quad (13)$$

$$b = \Delta P_i - \alpha - \frac{2\beta}{X} \left\{ \frac{R(x_{i-1})}{\bar{x}_{i-1}} - \frac{R(x_{i-1})}{X} \right\} - \gamma \left\{ \frac{R(x_{i-1})}{\bar{x}_{i-1}} - \frac{R(x_{i-1})}{X} \right\} \quad (14)$$

$$c = -\beta \left\{ \frac{R(x_{i-1})}{\bar{x}_{i-1}} - \frac{R(x_{i-1})}{X} \right\}^2 \quad (15)$$

残留率 $R(x_i)$ は正数であるから、根の公式よりプラス側が解である。

$$R(x_i) = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (16)$$

最大粒子径 x_0 で残留率 $R(x_0) = 0$ となることから、粒子径 x_1 に対応する空塔速度 u_{mf1} と、圧力損失 ΔP_1 をEq.(8)に代入し、 $R(x_1)$ が求められる。順次(u_{mf2} , ΔP_2), (u_{mf3} , ΔP_3), ...を繰り返す、 $R(x_n) = 1.0$ になるまで求めることにより、全粒子群の粒径分布曲線を知ることができる。

Fig.2に各数値の図的関係を示した。Fig.2の点Cは圧力損失 ΔP_i 、空塔速度 u_{mfi} である。固定層部には粒子径 x_i から x_0 の粒子群があり、その代表径は $\bar{x}_i$ であり、計算により求めることはできるが、図的に求めることはできない。また、流動層部の圧力損失 ΔP_{li} は $1 - R(x_i)$ に対応し、次式が成立する¹¹⁾。

$$1 - \frac{\Delta P_{li}}{\Delta P_0} = R(x_i) \quad (17)$$

ここでも、 $R(x_i)$ は算出できるが、 ΔP_{li} を図的に求めることはできない。

層流域粒子群ではB, C, および ΔP_{li} を結ぶ線は点Cの接線(直線)になったが、乱流域粒子群では曲線になることに留意すべきである。

3. 実験装置と実験方法

実験装置の概略図をFig.3に示す。

流動層は固液流動層であり、流動カラムは内径60mm ($A = 2.827 \times 10^{-3} \text{m}^2$)高さ800mmの透明アクリル樹脂製である。整流部は10mmのガラスビーズを200mm充填し、その上に目開き74 μm の金網2枚を取り付け分散板とした。分散液は微生物発生防止のため塩化ベンゼンニウム0.003w/v%を添加した水道水である。分散液の物性値は液温と等しい水の文献値を用いた。流量は溢流液を取り出し、実測した。圧力損失は分散板と分散板上500mmに働く静圧力を歪ゲージ式差圧

Fig. 3 Schematic diagram of experimental apparatus

計(共和電業 PD-A型)で計測し、歪アンプ(共和電業 DPM-310A型)を通し、記録計(渡辺 SR 6201)に出力した。サンプリング孔は 6mmであり、入口には 74 μ mの金網を取り付けた。

実験方法は、全粒子が流動化している状態から、流量を徐々に減少させ、流量と圧力損失を記録した。空間率 ϵ_{mf} は固定層初高より算出した。流量の移行過程で流量を増加または減少させても、全体の流動化曲線に変化はなかった。

実験試料はガラスビーズ、粉碎ガラス、砕石を用い、本法による粒径分布曲線と顕微鏡による粒径分布曲線、および質量測定による等体積球相当径分布曲線を比較

検討した。

4. 実験結果および考察

ガラスビーズ(GB)、粉碎ガラス(CG114, CG74)、および砕石(CR)

各試料の顕微鏡写真をFig. 4に、流動化曲線をFig. 5に示す。コンピュータの入出力データをTable 1に示す。粉碎ガラスはビール瓶を加熱急冷し、湿式ボールミルにて1時間粉碎、分級し、試料とした。砕石は玄武岩系砕石である。

Table 1の密度 ρ_p は液浸法より、形状係数 ϕ_s は固定層初高より算出される ϵ_{mf} を用いて Eqs. (4) および

Table 1 Experimental and calculated data for glass beads(GB), crushed glass of different height (CG 74, CG 114) and crushed rocks(CR)

$A = 2.827 \times 10^{-3} \text{ m}^2$, $\rho = 9.97 \times 10^2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\mu = 7.97 \times 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$									
Glass beads : $\rho_p = 2.505 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\epsilon_{mf} = 0.426$ * $\phi_s = 0.873$, $M_o = 0.472 \text{ kg}$, $H_o = 0.116 \text{ m}$ * $Re_{max} = 633$, * $M_o = 0.471 \text{ kg}$					Crushed glass : $\rho_p = 2.520 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\epsilon_{mf} = 0.507$ * $\phi_s = 0.567$, $M_o = 0.261 \text{ kg}$, $H_o = 0.074 \text{ m}$ * $Re_{max} = 249$, * $M_o = 0.260 \text{ kg}$				
ΔP_i [Pa]	$u_i \times 10^2$ [m·s ⁻¹]	* $\phi_s x_i \times 10^3$ [m]	* $\phi_s \bar{x}_i \times 10^3$ [m]	* R [-]	ΔP_i [Pa]	$u_i \times 10^2$ [m·s ⁻¹]	* $\phi_s x_i \times 10^3$ [m]	* $\phi_s \bar{x}_i \times 10^3$ [m]	* R [-]
984	6.75	7.49	7.49	0.0	545	5.75	3.46	3.46	0.0
981	6.50	7.00	7.25	0.02	530	4.75	2.58	3.02	0.06
977	6.00	6.08	7.02	0.03	519	4.00	2.03	2.74	0.08
972	5.50	5.24	6.64	0.04	500	3.50	1.71	2.27	0.15
964	5.00	4.48	5.91	0.06	447	3.00	1.44	1.80	0.38
942	4.75	4.13	4.72	0.18	428	2.90	1.38	1.71	0.47
895	4.50	3.79	4.27	0.41	398	2.75	1.31	1.62	0.60
826	4.25	3.49	4.00	0.67	346	2.50	1.19	1.51	0.79
752	4.00	3.18	3.86	0.82	316	2.35	1.13	1.47	0.87
602	3.50	2.66	3.69	0.96	234	1.92	0.94	1.39	1.01
468	3.00	2.19	3.67	0.97	$\phi_s \bar{x}_n = 1.41 \times 10^{-3} \text{ m}$				1.00
452	2.95	2.15	3.61	0.99					
$\phi_s \bar{x}_n = 3.60 \times 10^{-3} \text{ m}$				1.0					
Crushed glass : $\rho_p = 2.520 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\epsilon_{mf} = 0.507$ * $\phi_s = 0.567$, $M_o = 0.396 \text{ kg}$, $H_o = 0.114 \text{ m}$ * $Re_{max} = 279$, * $M_o = 0.398 \text{ kg}$					Crushed rocks : $\rho_p = 2.606 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\epsilon_{mf} = 0.543$ * $\phi_s = 0.477$, $M_o = 0.392 \text{ kg}$, $H_o = 0.116 \text{ m}$ * $Re_{max} = 122$, * $M_o = 0.392 \text{ kg}$				
ΔP_i [Pa]	$u_i \times 10^2$ [m·s ⁻¹]	* $\phi_s x_i \times 10^3$ [m]	* $\phi_s \bar{x}_i \times 10^3$ [m]	* R [-]	ΔP_i [Pa]	$u_i \times 10^2$ [m·s ⁻¹]	* $\phi_s x_i \times 10^3$ [m]	* $\phi_s \bar{x}_i \times 10^3$ [m]	* R [-]
835	6.00	3.72	3.72	0.0	840	4.75	2.06	2.06	0.0
824	5.00	2.78	3.25	0.03	838	4.50	1.91	1.98	0.01
809	4.00	2.03	2.76	0.06	833	4.00	1.63	1.83	0.02
777	3.40	1.66	2.13	0.14	822	3.50	1.39	1.63	0.05
690	3.00	1.44	1.71	0.41	804	3.00	1.17	1.44	0.09
627	2.80	1.34	1.59	0.60	778	2.50	0.98	1.27	0.15
563	2.60	1.24	1.52	0.75	732	2.00	0.81	1.08	0.25
507	2.40	1.15	1.48	0.84	663	1.75	0.73	0.90	0.50
406	2.00	0.98	1.43	0.91	552	1.50	0.65	0.80	0.86
296	1.60	0.82	1.36	1.01	442	1.25	0.58	0.77	1.00
$\phi_s \bar{x}_n = 1.37 \times 10^{-3} \text{ m}$				1.00	$\phi_s \bar{x}_n = 0.77 \times 10^{-3} \text{ m}$				1.00

(* : output data obtained from computer)

Fig. 4 Micrographs of experimental material :
(a) Glass beads(GB), (b) Crushed glass(CG), (c) Crushed rocks(CR)

Fig. 5 Fluidization curves for glass beads, crushed glass and crushed rocks

(5)より求めた。各試料の形状係数はガラスビーズが0.873, 粉碎ガラスが0.567, 砕石が0.477であり, 顕微鏡写真からも砕石が最も非球形状であることが知られる。また, 固定層初高 H_0 , 試料質量 M_0 , Eq.(18)で示される最大Reynolds数(Re_{max})を**Table 1**に示した。

$$Re_{max} = \frac{\rho u_0 (\phi_s x_0)}{\mu} \quad (18)$$

Table 1 の $\phi_s \bar{x}_n$ は $R(x_n)=1.0$ に対応する体面積径, すなわち全粒子群の代表径を表す。**Fig. 5**の各実線は粒径分布より算出した代表径 $\phi_s \bar{x}_n$ を用いて描いた理論線であり, 最小粒子径に相当する空塔速度以下, すなわち, 全粒子が固定層を形成する領域で実測値と一致した。圧力損失は空塔速度の2次関数として増加し, 全粒子が流動化した点より一定圧力損失になる。すなわち, ΔP_0 との交点の空塔速度が全粒子群の見掛けの流動化開始速度となり, Eq.(7)より全粒子群の代表径 $\phi_s \bar{x}_n$ を定義する。

Figs. 6, 7および**8**に各試料の本法より求めた質量積算残留分布(R vs. x_i)曲線, 顕微鏡より求めたFeret径 x_F (300~600個)に基づく質量分布(R vs. x_F)曲線,

Fig. 6 Particle size distributions of glass beads

Fig. 7 Particle size distributions of crushed glass

質量測定より求めた等体積球相当径に基づく質量分布(R vs. x_0)曲線を示す。粉碎ガラスにおいて, 固定層初高を変えて実験を行った結果, **Fig. 7**にみられるように初高74mmと114mmでは粒径分布に差異は認められない。塔径60mmの流動層では, 他の粒子においても, 固定層初高と塔径の比が0.5から2倍ではほぼ同一の粒径分布を得た。

WenとYuはEq.(7)の粒径 x_i が等体積球相当径 x_0 であると報告している¹⁰⁾。**Figs. 6, 7**および**8**において,

Fig. 8 Particle size distributions of crushed rocks

$\phi_s x_i$ と $\phi_s x_v$ に基づく粒径分布が近似することから Eq. (7) の粒子径 x_i は等体積球相当径と考えるのが妥当である。

Feret 径に ϕ_s を乗じた粒径分布は他の 2 つの分布に比べいづれも大粒子側に偏倚する。これは Feret 径が粒子の最安定位置における定方向径であるためと、形状係数 ϕ_s が不適当なためである。球状粒子、本実験ではガラスビーズにおいて $\phi_s x_v$ と $\phi_s x_F$ の一致が認められる。Feret 径に対応する形状係数と他の測定法による粒子径の形状係数の関係は今後の研究を待たなければならない。

なお、本法が他の方法に比べ粒径分布がすどくなる傾向にあるのは、本来、流動化すべき小粒子が大粒子の隙間に捕捉され、完全分級を仮定した固定層状態の分離効率が 100% でないためと考えられる。

Stokes 径が使えない大粒子の粒径分布測定法はふ

るい分け法、質量測定法、あるいは顕微鏡法以外に適当な測定方法がなく、本法は大粒子の粒径分布測定法の一つとなろう。

5. 結 言

試料にガラスビーズ、粉碎ガラス、玄武岩系砕石を用い流動層実験を行い、圧力損失と空塔速度のデータより流動層内粒子群の粒径分布を求めた。結果をまとめると以下のとおりである。

- 1) 固定層の圧力損失に Ergun の式を用い、流動層の全圧力損失と空塔速度のデータより求めた粒径分布曲線は、質量より求めた等体積球相当径分布曲線と近似できた。
- 2) 本法の粒径分布曲線から予測された全粒子群の体面積平均径(比表面積径)を用いて描いた圧力損失対空塔速度の理論線は、最小粒子の流動化開始速度以下で実験値と一致した。
- 3) 顕微鏡法で得られた粒径分布曲線は、流動層法、秤量法の粒径分布に比べ大粒子側に測定される。ただし、球状粒子になると、3 者はほぼ一致する。
- 4) 形状係数は流動化開始時における空間率より算出した。顕微鏡写真との相関は認められるが、値の信憑性については今後の研究をまたなければならない。

〔謝 辞〕 本実験の装置作製、操作に協力してくれた大泉直之氏、荒井文子嬢に感謝の意を表します。

Nomenclature

A	: cross-sectional area of bed	$[m^2]$	x_i	: particle diameter defined by Eq.(7)	$[m]$
$f_m(x)$	: mass frequency of particle size, x	$[m^{-1}]$	x_v	: equivalent volume diameter	$[m]$
g	: acceleration of gravity	$[m \cdot s^{-2}]$	$\bar{x}_i$	: volume surface mean diameter from x_i to x_o	$[m]$
H_o	: initial height of fixed bed	$[m]$	ϵ_{mf}	: voidage at the incipient fluidization	$[-]$
M_o	: total mass of particles	$[kg]$	μ	: viscosity of liquid	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
ΔP_o	: total pressure drop	$[Pa]$	ρ	: density of liquid	$[kg \cdot m^{-3}]$
$R(x_i)$	: cumulative oversize fraction of particle size, x_i	$[-]$	ρ_p	: density of particle	$[kg \cdot m^{-3}]$
Re_{max}	: Reynolds number defined by Eq.(18)	$[-]$	ϕ_s	: shape factor from Wen and Yu	$[-]$
S_v	: specific surface area	$[m^{-1}]$	<Subscripts>		
u	: superficial fluid velocity	$[m \cdot s^{-1}]$	i	: i -th	
x_F	: Feret diameter	$[m]$	o	: total or largest	
			n	: n -th or smallest	

References

- 1) Richardson, J. F., : "Fluidization", Ed. by J. F. Davidson and D. Harrison, p.p. 25-64, A - P., London and New York(1971)
- 2) Obata, E., H. Watanabe and N. Endo : *J. Chem. Eng. Japan*, **15**, 23 (1982)
- 3) Obata, E. and H. Watanabe : "Encyclopedia of

- Fluid Mechancis, Vol. IV", p.p.221-235, Gulf Publishing (1986)
- 4) Obata, E., H. Watanabe, K. Mukaida, M. Akiyoshi and K. Ando : *Kagaku Kougaku Ronbunshu*, **12**, 619 (1986)
 - 5) Obata, E., H. Takahashi, M. Akiyoshi, K. Ando and K. Watanabe : *Kagaku Kougaku Ronbunshu*, **14**, 103 (1988)
 - 6) Al-Dibouni, M.R. and J. Garside : *Trans. I. Chem. E.*, **57**, 94 (1979)
 - 7) Cooper, D.J. and D.E. Clough : *AIChE. J.*, **31**, 1202 (1985)
 - 8) Chen, J.L.P. and D.L. Keairns : *Can. J. Chem. Eng.*, **53**, 395 (1975)
 - 9) Shirai, T. : "Ryudoso", p. 45, Kagaku Gijuts-sha (1962)
 - 10) Wen, C.Y. and Y.H. Yu : *Chem. Eng. Progr. Symp. Series*, **12**, 100 (1966)
 - 11) Ravindraranthian, T., S. Ramamoorthy and K. Lakshminarayana : *Indian J. Tech.*, **18**, 1 (1980)

—— 研究者のプロフィール —— その7 ~~~~~

Charles Edward Capes 博士
(カナダ)

カナダを代表する湿式凝集、造粒関係の研究者で、オタワにある国立研究所 (NRC) 化学部門、化学工学研究室の主任である。日本からも多くの方が留学されており、温和で小柄な紳士である。1939年2月11日オンタリ

オ州 Sarnia の生れで、61年にトロント大学の化学工学科 (学士) を卒業し、64年にケンブリッジ大学で博士 (化学工学) を得ておられる秀才である。61年に Sarnia の Polymer Corp. のプロセスエンジニアとなり、64年に前記NRCの化学工学研究室の研究員に変わり、79年からHeadであり、87年には Principal Research Officer となられた。

学生時代から Shell 等の奨学金をうけ、75年にはカナダ化学工学会の ERCO 賞とカナダ化学会のフェローの称号をうけておられる。また86年には同じく化学工学会から R. S. Jane 記念講演賞も授与されており、87年から90年までカナダ化学工学会の Secretary, そして90年には化学会の副会長である。

研究論文は造粒の他、流動層、空気輸送、化石燃料の精製等多岐にわたり100編以上、特許も30余りある。また著書は凝集造粒関係で共著7件がある。

Jennifer 夫人は移民の子供達に学校で英語を教えておられ、2人の子供さんがある。御本人の趣味は近代史の勉強の由。早口でしゃべられるが、人なつこい好人物である。(K. I)

住所 : Chemical Engineerig Section, Division of Chemistry
National Research Council, Canada
Ottawa, Canada, KIA OR 6
TEL 613-993-2455
FAX 613-952-1275