

UDC 669.162.264.82 : 66.096.5 : 669.162.263.43

論 文

高炉の滴下帯に相似させた気-液向流充てん層の 液ホールドアップと流れの異常現象*

福 武 剛**・V. Rajakumar***

Liquid Holdups and Abnormal Flow Phenomena of the Gas-liquid Counter-current Flow in Packed Beds under Simulating Conditions of the Flow in the Dropping Zone of a Blast Furnace

Tsuyoshi FUKUTAKE and V. RAJAKUMAR

Synopsis :

Experiments were conducted to measure the total holdup, gas pressure drop, flooding velocities and liquid distribution at low superficial velocities of liquid for various degree of wetting between liquids and solids.

Correlations for both static and dynamic holdups and a flooding diagram that are valid for non-wetting as well as wetting flow were obtained.

Instability of the bed, in which a transition from a stable to a fluidized bed occurred, was observed before the onset of flooding in some of the experiments. A diagram was developed to discriminate the fluidization from the flooding in relation to the flow conditions. This diagram indicated that in blast furnaces the fluidization of the coke bed is likely to start before the onset of flooding by the slag.

1. 緒 言

高炉下部の溶融帯の下方に存在する滴下帯と呼ばれるコークス層内では、溶融したスラグ、メタルがコークス層内を滴下し、一方ガスはこれとほぼ向流に上方に流れる。ELLIOTT¹⁾は、この滴下帯の流れが、化学工学の分野で取り扱われている気-液向流充てん塔内の流れに類似していることに注目し、スラグのフラッディング(flooding)が棚を起こす原因の一つであり、したがって高炉の生産性を制限する要因になりうることを指摘した。その後、この考え方は多くの研究者に採用され^{2)~5)}、高炉の操業解析に利用された。

気-液向流充てん塔の研究は、化学工学の分野への応用を目的として発展したため、実験条件に高炉内の条件が十分反映されていない点が指摘され、とくに高炉などの冶金炉への応用を目的として、低液流量あるいは、固体がぬれない系での実験結果が報告されている^{1)6)~13)}。化学工学の分野で用いられる充てん塔と高炉滴下帯との流れの条件の主な相違点は、高炉内でコークスが低速で移動している点を無視すれば、以下のとおりである。

(1) 高炉内の溶銑、溶滓/コークス系はぬれない系であるが、化学工業で取り扱われている充てん塔はほとんどぬれる系である。

(2) 高炉内の空塔液速度は、溶銑、溶滓ともに約 0.08 mm/s で充てん塔のそれより著しく低い。

(3) 高炉では破碎コークスが充てん物であるが、充てん塔ではリングなど空間率の高い人工充てん物が多く用いられている。

(4) 高炉では液体の密度が固体の密度の 2.5 倍以上であるが、充てん塔では通常液体の方が軽い。

これらのうち、ぬれ性の相違は多くの研究者^{6)~13)}が注目しているが、その影響についての一般化された評価はまだなされていない。さらに、たとえば WARNER⁷⁾、STANDISH⁸⁾¹⁰⁾、SZEKELY¹¹⁾の実験ではぬれない系を用いているが液流速が高炉内のそれより大きすぎるなど、上述のすべての要因が高炉内の条件に適合するように考慮されている実験は少ない。

フラッディング開始は、液体が正常に降下しうる限界を定める現象と解される。これと対応して固体が正常に降下しうる限界を定める現象として、装入物層の流動化

* 昭和 53 年 4 月本会講演大会にて発表 昭和 55 年 5 月 8 日受付 (Received May 8, 1980)

** 川崎製鉄(株)技術研究所 (Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp., 1 Kawasaki-cho Chiba 260)

*** Imperial College, London, Ph. D.

開始が挙げられる。従来の研究では、気-液向流充てん層の流動化は注目されていないようであるが、粒子の密度が液密度より十分に小さければ、流れの条件がフラッディング限界に達する前に流動化が起こりうることは容易に想像できる。フラッディングと流動化は全く異なった現象であるので、両者の起こる条件が識別できれば、高炉の棚吊り、スリップなどの異常現象の解明に役立つものと考えられる。上述の相違点(4)は、高炉滴下帯で起こりうる異常現象がフラッディングか流動化かを決定する要因の一つとして重要である。

以上のように高炉内の流れの条件に相似させた気-液向流充てん層の研究が少ない点を考慮して、本研究では、高炉滴下帯におけるガスと液体の流れの物理的な特性を明らかにするため、室温下で、滴下帯にできるだけ相似させた条件下で気-液向流充てん層の実験を行うことにした。液体とガスの流速、液体の密度、粘度、表面張力、液体と固体の接触角、充てん物の寸法、形状、密度を変えて、液ホールドアップ (holdup)、ガス圧力損失、フラッディングあるいは流動化開始ガス流速および塔下部から流出する液体の流量分布を測定した。本報告では、これらの測定値のうち、ガスを流さない場合の液ホールドアップ、フラッディング速度、フラッディングと流動化の競合に関する解析結果を報告する。ガスを流した場合の液ホールドアップとガス圧力損失の定量的な解析は次報で報告する。

2. 実験条件の選択

2.1 スケールアップの条件

気-液向流充てん層内では液体は分散相として存在するため液体にかかる主な力は次の6種である。

- 1) 重力 $f_g = \rho_l g D^3 \dots\dots\dots (1)$
- 2) 慣性力 $f_i = \rho_l u^2 D^2 \dots\dots\dots (2)$
- 3) 粘性力 $f_v = \mu_l u D \dots\dots\dots (3)$
- 4) 表面力 $f_s = \sigma D \dots\dots\dots (4)$
- 5) 固-液界面力 $f_{s1} = \sigma D (1 + \cos \theta) \dots\dots\dots (5)$
- 6) ガス流による力 $f_p = (\Delta P / \Delta L) D^3 \dots\dots\dots (6)$

ここで D は系の代表長さで充てん層内の流れの場合には粒子径がよく用いられる。厳密には、(1)から(6)式の右辺にはそれぞれ比例定数が必要であるが、ここでは各力の相対的な変化だけを問題とするので省略した。

代表長さ D として充てん粒子径 d_p を用い上述の6個の力の比から5個の独立した無次元数を導く。これらの無次元数の整合がスケールアップの条件となり、逆にこれらが等しい場合には液流れが相似となるので液ホールドアップなど液体に関する実験値はこれら無次元数の関数として整理できる。おのおのの力の組み合わせ方法は任意であるが従来使われている無次元数と一貫性を保つために以下の無次元数を以後の解析に用いることにした。

$$\text{Reynolds 数 } Re = f_i / f_v = \rho_l u d_p / \mu_l \dots\dots\dots (7)$$

$$\text{Galilei 数 } Ga = f_i f_g / f_v^2 = d_p^3 \rho_l^2 g / \mu_l^2 \dots\dots\dots (8)$$

$$\text{Capillary 数 } C_p = f_g / f_s = \rho_l g d_p^2 / \sigma \dots\dots\dots (9)$$

$$\text{無次元界面張力 } N_c = f_{s1} / f_s = 1 + \cos \theta \dots\dots\dots (10)$$

$$\text{無次元圧力損失 } \Delta P^* = f_p / f_g = \Delta P / (\Delta L \rho_l g) \dots\dots\dots (11)$$

これらの無次元数のうち Re , Ga , C_p は動的ホールドアップの推定式^{14)~18)}にまた C_p は静的ホールドアップの推定式¹⁹⁾²⁰⁾に用いられている。

2.2 実験に用いた液体と粒子

Table 1 に実験に用いた液体の物性値を示す。できるだけ広い物性値の範囲で実験できるよう水と比較して表面張力の大きい CaCl_2 水溶液、逆に表面張力の小さいエチルアルコール、粘度の高いグリセリン水溶液および密度の高い ZnCl_2 水溶液を用いた。

Table 2 に実験に用いた充てん粒子の物性値を示す。主として球形の粒子を用いたが、形状の影響を明らかにするために破碎コークスも用いた。液体と固体のぬれ性を特徴づける接触角の影響を明らかにするため同一形、同一寸法で表面の性質のみが異なる3種の球、アルミナ球、ポリエチレン球およびワックス被覆したポリエチレン球を用いた。水との接触角はそれぞれ 0° , 93° , 106° であつた。ワックスによる粒子の被覆層は薄く、被覆を施したコークス粒子は、もとの粒子の形のみならず表面

Table 1. Physical properties of liquids used in experiments.

Liquid	Concentration (wt%)	Density (kg/m ³)	Viscosity* (Ns/m ²)	Surface tension (N/m)	Contact angle on polythene wax (Degree)		Symbol
Water	—	1 000	0.0010	0.0732	92.6	105.6	WATR
Aq. sol. of ethanol	96**	807	0.0016	0.0240	0	—	ETOH
Aq. sol. of glycerol	80	1 210	0.064	0.0652	88.1	96.6	GLY
Aq. sol. of CaCl_2	35	1 350	0.0059	0.0888	108.9	114.1	CACL
Aq. sol. of ZnCl_2	75	1 920	0.034	0.0809	84.6	97.9	ZNCL

* Nominal value, ** Azeotrope

Table 2. Data on packings used in experiments.

Packing	Diameter mean (mm)	Standard deviation (mm)	Apparent density (kg/m ³)	Symbol
Polythene spheres	13.2	0.10	921	PL13 PL9 PLM**
	9.0	0.08		
	10.6	—		
Alumina spheres	13.1	0.34	3 465	AL13
Wax-coated polythene spheres	13.3	0.10	921	W13
Glass spheres	8.1	0.15	2 500	G8
Wax-coated coke	11.0	9.5 ~12.7*	1 210	C11

* size range (openings of sieves)

** 50-50% mixture of PL13 and PL9

Table 3. Comparison of the values of dimensionless numbers for the blast furnace with those for experiments.

		Re	Ga ($\times 10^4$)	C_p	N_c	ΔP^* (max.)
Blast furnace	Metal	2.5	23 600	34	0.43	0.08
	Slag	0.017	1.0	31	0.06~0.74	0.2
Experiments	min.	0.005	0.18	8.6	0.59	—
	max.	22	3 500	63	2.0	0.5

の凹凸をもよく保持していた。

2.3 実験装置内と高炉内の流れの相似性

Table 3 に (7)~(11) 式の各無次元数の実験範囲と高炉内のメタルおよびスラグ流に関する推定値を示す。

(11) 式の ΔP^* の高炉に関する推定値は、炉内の $\Delta P/\Delta L$ の最大値を乾燥コークスの流動化開始時圧力損失 (約 5 kPa/m) と仮定して計算した。

スラグおよびメタルの N_c とメタルの Ga の値を除いて高炉に関する推定値は実験範囲に入っている。

N_c の値は液体の接触角によつて決まる。炉内における実際の接触角は S などの微量成分、接触時間などにより変化すると予想されるがここでは、グラファイト上で測定した C 飽和鉄²¹⁾²²⁾ および高炉タイプ合成スラグ²³⁾ の接触角をもとにコークス上のメタルの接触角を 125°, スラグの接触角を 105°~160° と推定した。接触角の実験範囲は 0°~114° であり、高炉に関する推定値よりやや小さい。しかし、実験では 0° および 84.5°~114° 間の 8 水準、計 9 水準変化させているため、接触角の影響を評価することが可能である。したがって大きな誤差なく

実験結果をより大きい接触角の範囲に外挿できると予想される。

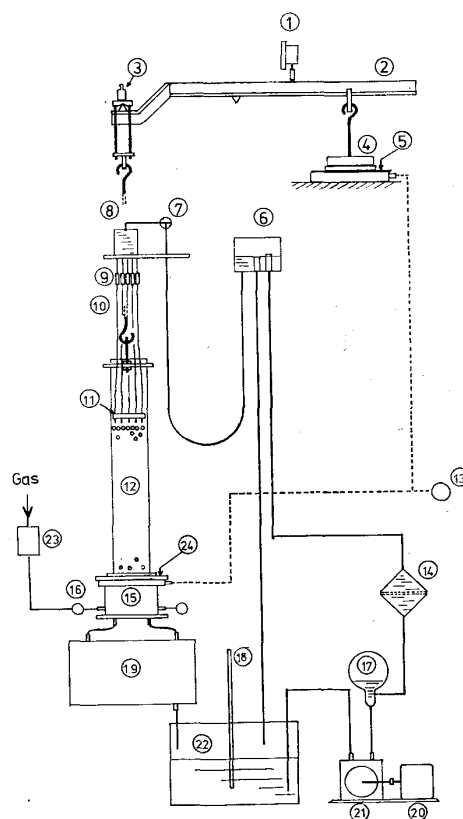
メタルの Ga は実験範囲の最大値より約 1 桁大きい。実験では Ga を $1:10^4$ の範囲内で変化させているので、この場合も大きな誤差なしに実験結果を Ga の大きい方へ外挿できると予想される。

以上の議論から、室温下で行った本実験条件は、高炉滴下帯における液体の流れの条件にほぼ相似であり、実験結果は高炉滴下帯の流れに適用できることがわかる。

3. 実験装置と実験方法

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。

充てん塔^⑫は、内径 95 mm ϕ 、長さ 650 mm のガラス管製であり、ぬれる系用とぬれない系用の 2 個作製した。後者は、塔内壁がぬれないようにテフロン樹脂性ス



① Load cell (900g full load) ② Beam of the balance (T-shaped)
③ Balancing weight ④ Counter balancing weight ⑤ Diaphragm (to compensate the effect of gas pressure on the balance)
⑥ Constant head tank ⑦ Three-way cock ⑧ Reservoir for distributor ⑨ Capillaries ⑩ Silicone rubber tubing ⑪ Distributor head ⑫ Glass column (95mm $\times$ 650mm) ⑬ Pressure transducer ⑭ Sintered glass filter ⑮ Liquid collector/gas distributor ⑯ Gas supply main ⑰ Vessel to remove pulsation in the liquid flow ⑱ Thermometer ⑲ Liquid flow meter ⑳ Electric motor with speed control ㉑ Peristaltic pump ㉒ Liquid reservoir tank ㉓ Dew point monitor ㉔ Diaphragm for gas seal

Fig. 1. Schematic drawing of experimental apparatus.

プレイでコーティングを施した。塔⑫は、秤量用ビーム②の一端に吊り下げられていて、乾燥時にビームが釣り合うよう平衡用錘④を調節した。液体を流したときの液体ホールドアップは、乾燥時からの重量増加分としてロードセル①により測定した。

液体は、ポンプ⑭により循環使用し、液量の調節は定水頭タンク⑥の位置を変えるかあるいは毛細管⑨の管径を変えることにより行つた。液体は、19個の供給点を持つディストリビューター⑪を介して塔内へ供給した。液量が多く液粘度が高い場合以外は液体は滴状で供給した。塔から流出した液体は塔下部に同心円状に配置した3個の収集槽に集め、槽ごとに流量を測定し、全流量と半径方向の液量分布を求めた。

塔に流すガスとして配管の圧縮空気を減圧して用い、図中に示していない装置により実験に使用する液体の室温飽和水蒸気圧まで加湿した後環状管⑬を通して充てん塔に供給した。ガス流量は加湿後ロータメータで測定した。

実験中連続的に塔重量を測定するため、ガスシールは塔の下部でうすいダイアフラム⑭により行い、塔を通つたガスはそのまま大気中に放散した。ガス圧力により塔にかかる浮力は、平衡用錘④の下側の同様のダイアフラム⑮による補償部へ導圧管により塔下部の圧力を導くことにより補償した。この導圧管を圧力変換器⑯に接続し、塔の全圧力損失を測定した。

測定精度は、圧力損失、液流量が測定値の $\pm 1\%$ 、ガス流量については $\pm 2\%$ 、ホールドアップについては $\pm 3\%$ であつた。

実験では、液体を流す前にまずガスのみを流し、乾燥時の圧力損失を測定した。かん液時の測定は、塔を数回フラッシング状態とすることにより塔の全域を少なくとも一度は液体にふれさせ、塔を液体で飽和させたのち開始した。ガスを流す実験では、液量を一定のままガスを段階的にフラッシング開始点まで増し、各水準で圧力損失、塔重量が定常になつたのを確認したのち、圧力損失、塔重量、ガスと液体の流量を測定した。

フラッシング開始点は、実験中壁面を通して観察した塔内の液体の状態および塔上部のスプラッシュと液体の状態の観察とガス流速に対する全ホールドアップ、圧力損失の増加率の急上昇とから判断した。

Table 1, Table 2 に示した液体と粒子のすべての組み合わせについて実験したわけではなく、逆に特定の組み合わせについては、粒子をつめかえて多くのくり返し実験を行つた。またアルコールはガスを流さない実験のみに用いた。

4. 実験結果の解析と考察

測定データから、ガスと液体の空塔速度、充てん層単位高さあたりの圧力損失、充てん層単位容積あたりの全液体量の容積分率（全ホールドアップ、 h_t ）を算出した。ホールドアップの表示は分率または百分率で示し、百分率の場合には%を付けて区別することにする。

同一の塔についての測定値の再現性は良好であつたが同じ液体と充てん粒子の系でも粒子の詰め換えを行つた異なる塔の間では再現性は悪く、全ホールドアップで最大 $\pm 20\%$ の差が見られた。供給時の液量分布、塔高（20~60 cm）は測定値に大きな影響を及ぼさず、測定データのばらつきは、ほとんど上述の充てん状態の差により起こつたことが明らかになつた。

流出する液体の流量分布は、塔断面を3つの同心環状帯に分割し、個々の環状帯から流出する液量をその断面積と全体の平均流速で割つて無次元化した相対液流密度 F_1 により示した。

充てん層の空間率は実験に用いた塔ごとに実測塔高、粒子重量、粒子比重から計算により求めた。形状係数 ϕ として CARMAN²⁴⁾ の定義した形状係数を採用した。球形粒子の場合 ϕ は1であり、コークスの場合は乾燥時の圧力損失の測定値をもとに $\phi = 0.5$ とした。

4.1 ガスを流さないときの液ホールドアップを推定する実験式

4.1.1 静的ホールドアップと動的ホールドアップの算出

実験では全ホールドアップ h_t のみを測定しているが従来の解析では h_t を液流速に依存して変化する動的ホールドアップと液流速に無関係な静的ホールドアップに分けて解析するのが一般的であり、実験式も両者別々に求められている。本報告においても同様にまず、 h_t を動的ホールドアップと静的ホールドアップに分け、それぞれについて推定式を導出する。

SHULMAN ら²⁵⁾ は、静的ホールドアップ h_s を液体の供給を止めたのち長時間放置した塔のホールドアップと定義し、動的ホールドアップ h_o を h_t と h_s の差により求めた。

$$h_o = h_t - h_s \dots\dots\dots (12)$$

一方 GARDNER⁶⁾ は、 h_o は液流速に依存する項 h_d と依存しない項 h_f の和であるとして、次式を示した。

$$h_t = h_d + h_f + h_s \dots\dots\dots (13)$$

GARDNER によると h_f は $0.03 \sim 0.27\%$ であり、 h_s と較べて小さいが、本研究で実験したような低液流速域では、 h_d は 0.1% 以下になるので h_f は h_d と比べて無視

できない大きさとなる。そこで、ここでは h_t を液流速に依存する h_d と依存しない h_s^* の和と考える。

$$h_t = h_d + h_s^* \quad \dots\dots\dots (14)$$

h_d は $h_o - h_f$ に、 h_s^* は $h_s + h_f$ に等しいが、以後 h_d を動的ホールドアップ、 h_s^* を静的ホールドアップとよび、両者に関する実験式を求めた。

全ホールドアップ h_t は、液流速 u とともに増し、実験値のプロットから次式による表現が簡単で適当と判断した。

$$h_t = a + bu^c \quad \dots\dots\dots (15)$$

a は h_s^* に相当し、 bu^c は h_d に相当する。従つて、各実験ごとに測定値から反復法による最小自乗法²⁶⁾により a, b, c を定め、 a を h_s^* とし、 h_t と h_s^* の差を h_d とし計算した。

h_s^* は u に独立なため、粒子と液の組み合わせにより決まるので、この組み合わせごとの平均値を算出し以後の解析に用いた。 h_d は実験ごとに u が異なるため、個々の実験値を以後の解析に用いた。

SHULMAN ら²⁵⁾ の定義した方法により測定した h_s は、全測定値の平均で、0.265% だけ h_s^* より大きかつた。

4.1.2 h_s^* を推定する実験式

h_s^* は u に独立であるから、2.1 節で考慮した力のうち、 f_g, f_s, f_{s1} が h_s^* に影響し、この内の2者の比として得られる2つの無次元数 C_p と N_e により h_s^* が定まる。2章の検討では幾何学的相似を仮定して代表長さ D として粒子径 d_p を用いたが、形状が異なる粒子の場合は、 d_p の代りに適当な有効粒子径を用いる必要がある。

有効粒子径として、 $d_p\phi/(1-\epsilon)$ および $d_p\phi\epsilon/(1-\epsilon)$ を用いた場合について、それぞれ C_p と N_e が h_s^* に及ぼす影響を実験データを用いて検討した結果、(16)式に示す C_p と N_e の比あるいは f_g と f_{s1} の比として定義される C_{pm} が h_s^* と関係づける無次元数として適当であるとわかつた。

$$C_{pm} = C_p/N_e = f_g/f_{s1} = \frac{\rho_l g \phi^2 d_p^2}{\sigma(1+\cos\theta)(1-\epsilon)^2} \quad \dots\dots\dots (16)$$

h_s^* と C_{pm} の関係をプロットしたところ、 h_s^* は C_{pm} の低下により増し、漸近的に最大値に達し、逆に C_{pm} の増加により0まで減少することがわかつたので h_s^* と C_{pm} の間に(17)式の関係が成り立つと仮定した。

$$h_s^* = 1/(a + b \cdot C_{pm}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

最小二乗法²⁶⁾により実験値から a, b を求め h_s^* の推定式として(18)式を得た。

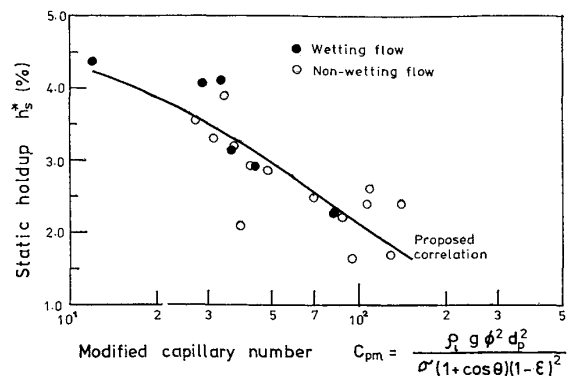


Fig. 2. Correlation for static holdup, h_s^* .

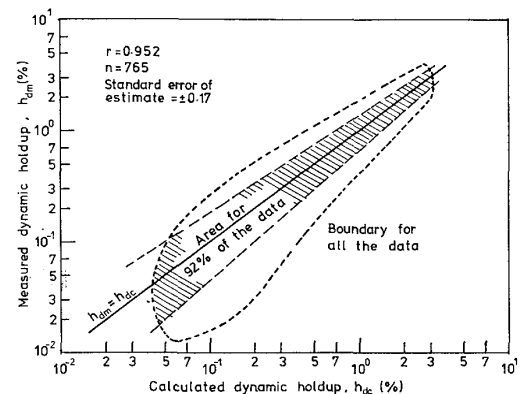


Fig. 3. Relation between measured dynamic holdup and calculated dynamic holdup.

$$h_s^* = 1/(20.5 + 0.263C_{pm}) \quad \dots\dots\dots (18)$$

推定式と実験値の h_s^* と C_{pm} の関係を Fig. 2 に示す。推定値と実験値の相関係数は 0.832 ($n=21$) であつた。

4.1.3 h_d を推定する実験式

h_d に影響する無次元数は、 Re, Ga, C_p および N_e である。 h_s^* の推定式の場合と同様の代表径を用いて(19)～(21)式により定義した無次元数を h_d と(22)式により関係づける。

$$Re_m = \frac{\rho_l u d_p \phi}{(1-\epsilon)\mu_l} \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$Ga_m = \frac{\rho_l^2 g d_p^3 \phi^3}{\mu_l^2 (1-\epsilon)^3} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$C_{ps} = \frac{\rho_l g d_p^2 \phi^2}{\sigma(1-\epsilon)^2} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$h_d = c \cdot Re_m^a \cdot Ga_m^b \cdot C_{ps}^c \cdot N_e^d \quad \dots\dots\dots (22)$$

実験データから反復法による最小二乗法により係数 $c \sim d$ を求めた。得られた推定式を(23)式に示す。

$$h_d = 6.05 Re_m^{0.648} Ga_m^{-0.485} C_{ps}^{0.097} N_e^{0.648} \quad \dots\dots (23)$$

(23)式による推定値と実験値の比較を Fig. 3 に示す。実験式の推定誤差は、 h_d の推定値が小さいほど大きく、 $h_d=0.1\%$ のとき $\pm 50\%$ であり、 $h_d=1\%$ のとき $\pm 30\%$ であつた。

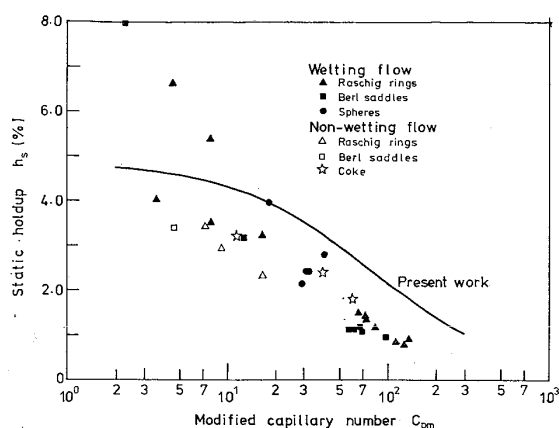


Fig. 4. Relationship between static holdup and modified capillary number C_{pm} , for published data^{(6), (9), (25), (27) ~ (29)}.

全ホールアップ h_t は, h_s^* と h_d の推定値を合計して求められる. h_t の推定誤差は h_t の推定値が小さいほど大きく, $h_t=2\%$ のとき $\pm 30\%$, $h_t=6\%$ のとき $\pm 10\%$ であった.

4.1.4 従来の研究との比較

Fig. 4 に他研究者による h_s の測定値と C_{pm} の関係を示す. 少数の例外を除いて測定データは本実験による h_s^* の推定値より小さい. 多くの測定値はリング, サドル充てん物についてのものであり, 球とコークスの測定値は, 推定値より $0 \sim 0.85\%$ 低い. これは h_s と h_s^* の差を考慮すると $+0.25 \sim -0.6\%$ の誤差に相当する. リング, サドルの h_s は, これらよりさらに推定値より小さい. このことから, (18)式は, リング, サドルに適用できないことがわかる.

ぬれる系の h_d について, JESSER と ELGIN⁽³²⁾によるガラス球/水系の測定値と比較すると (23) 式は相対値で $25 \sim 30\%$ 高い値を予測する. 一方ぬれない系の場合, (23) 式は, θ が 0° から 90° まで増加すると h_d は約 $2/3$ に低下することを示している. この差は, ANDRIEU⁽²⁹⁾の示した約 0.9 倍, STANDISH⁽⁸⁾の示した有意差なしという実験結果と比較して大幅に大きい. ぬれ性が h_d に及ぼす影響がこのように実験者により異なつた原因を厳密に示すことは困難であるが, 実験条件の相違もその原因の一つとして注目する必要がある. すなわち, 本実験では球形粒子を主として用いたのに対し, 彼らはいずれもラッシュリングを用いており, しかも液流速が 1 桁以上大きい. これから直ちに結論づけることはできないが接触角の影響は, 流速, 充てん粒子形状に依存する可能性がある.

4.2 フラッディング

SHERWOOD ら⁽³⁰⁾ は, 次の2つのパラメータを用いて

フラッディングが起こるか否かの判定を行える線図 (以下フラッディング線図と呼ぶ) を提案した.

$$\text{Flooding factor: } \frac{V^2 a_t \rho_g}{g \varepsilon^3 \rho_l} \eta^{0.2} \dots \dots \dots (24)$$

$$\text{Fluid ratio: } \frac{u}{V} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \dots \dots \dots (25)$$

SHERWOOD のフラッディング線図は, ELLIOTT ら⁽¹⁾を始めとして多くの研究者に採用され, この線図にプロットされた実験データが多く報告されている.

MERSMANN⁽³¹⁾ は SHERWOOD の線図に用いられている Flooding factor が無次元でないことを批判し, 次の2つのパラメータによりフラッディング発生を判定する線図を提案した.

$$\text{無次元圧力損失: } \Delta P_d / (\Delta L \rho_l g) \dots \dots \dots (26)$$

$$\text{無次元かん液量: } \sqrt[3]{\frac{\mu_l}{\rho_l g^2}} \frac{u(1-\varepsilon)}{d_p \varepsilon} \dots \dots \dots (27)$$

これら2つのフラッディング線図の精度を比較するた

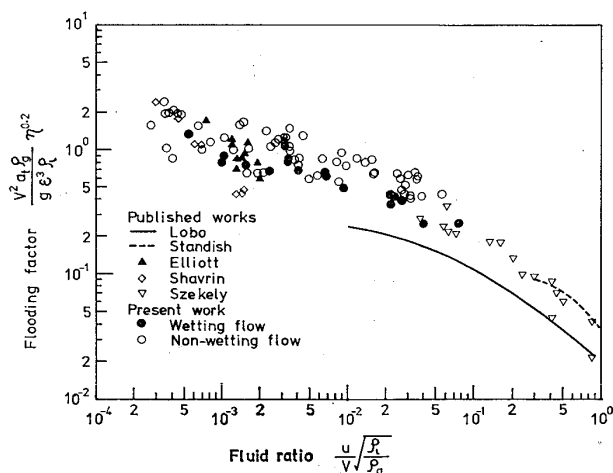


Fig. 5. Plot of flooding data of published works^{(1), (10) ~ (12), (34)} and of the authors on Sherwood diagram.

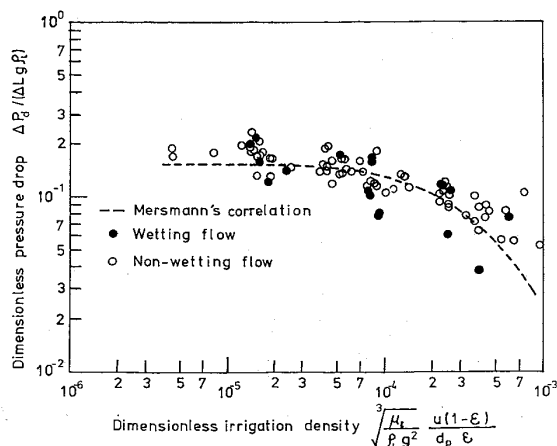


Fig. 6. Plot of flooding data on mersmann's flooding diagram.

め、測定したフラッディング速度のデータをプロットし Fig. 5 と Fig. 6 に示した。

Fig. 5 の SHERWOOD の線図には、ぬれない系で測定した STANDISH ら¹⁰⁾、低液流量域で測定した ELLIOTT ら¹¹⁾、スラグ-グラファイト系で測定した SHAVRIN ら¹²⁾ および Hg を用いた SZEKELY ら¹¹⁾ のデータを比較のために示した。本実験で測定した値は、これらの研究者の測定とよく一致している。

データのばらつきを縦軸方向の点の分布幅で代表させると、Fig. 5 のばらつきは Fig. 6 の 1.7 倍あることがわかる。MERSMANN による Fig. 6 の縦軸は、乾燥状態における実際の充てん層の圧力損失を基準にしているため、充てん層構造の変化によく対応しうる可能性があるため、Fig. 6 についてさらに検討する。

SHERWOOD も MERSMANN もフラッディング速度に及ぼすぬれ性の影響を示していない。Fig. 6 から、ぬれない系の方がぬれる系よりやや上方に位置していて、フラッディング開始時のガス速度は、ぬれない系の方が大きいことがわかる。しかし、データのばらつきのため、Fig. 6 から直接ぬれ性（接触角）の影響を定量的に求めるのは困難である。(23)式から h_d に及ぼす u と $(1 + \cos \theta)$ の影響が同一の指数関数形になっていることから、無次元かん液量に $(1 + \cos \theta)/2 = (\cos \theta/2)^2$ を乗じた。

$$\text{修正無次元かん液量} = \sqrt[3]{\frac{\mu_1}{\rho_1 g^2} \frac{u(1-\varepsilon)}{d_p \varepsilon} \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^2} \quad (28)$$

を新しい横軸とすることを試みる。ぬれる系の場合 $\theta = 0$ であるから、横軸は元の MERSMANN の線図と一致する。

Fig. 7 に修正無次元かん液量を用いたフラッディング線図を示す。Fig. 6 と比較して、明らかにばらつきが減

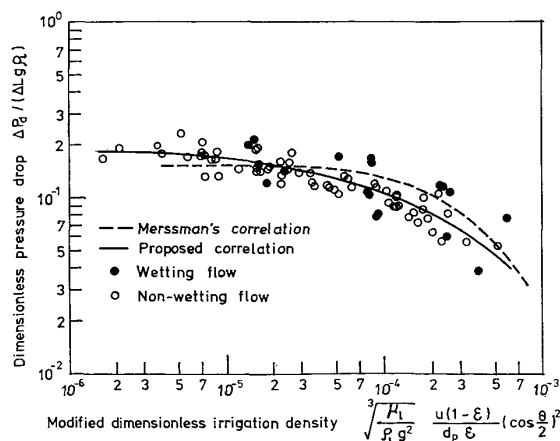


Fig. 7. Proposed flooding diagram for the flows of various degree of wetting.

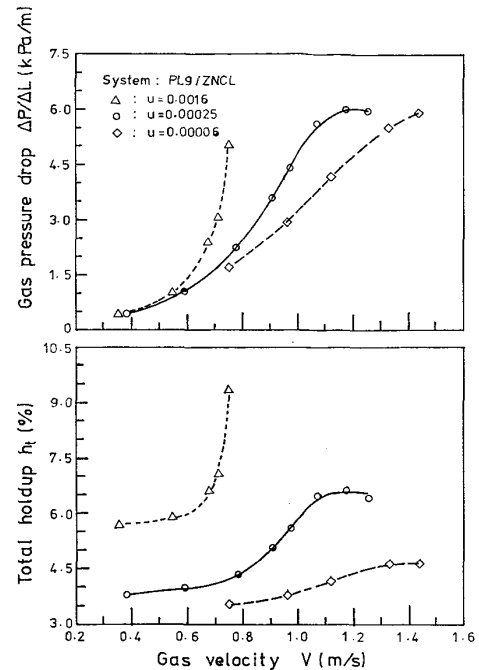


Fig. 8. Variations of gas pressuredrop and total holdup with gas velocity for the experiments with liquid of high density ($\rho_1 = 1920 \text{ kg/m}^3$).

少して、このようなぬれ性の影響の評価方法が妥当であることを示している。Fig. 7 中の実線は、本研究の実験点をもとに決めたフラッディング限界線であり、ほとんどの点はこの限界線から縦軸方向に $\pm 25\%$ の範囲にあることがわかる。

4.3 フラッディングと流動化の競合

液体の密度が固体の密度に比べて十分大きければ、液体のフラッディングが起こる前に固体の流動化が起こる可能性を緒言で指摘した。Fig. 8 に本実験で用いた系のなかで液密度が最も大きく ($\rho_1 = 1920 \text{ kg/m}^3$) 粒子密度が最も小さい ($\rho_s = 920 \text{ kg/m}^3$) の系の実験結果の例を示す。図から液速度 u が高い場合 ($\triangle$ 印) にはガス流速の増加とともにガス圧力損失 $\Delta P/\Delta L$ と全ホールドアップ h_t が増しフラッディングに到ることがわかるが u が小さい場合 ($\circ$, $\diamond$ 印) には、ガス流速を一定以上増しても $\Delta P/\Delta L$, h_t がほとんど変化せず、フラッディングを起こさないことがわかる。後者の場合、一定の限界ガス流速で充てん層高が増加し始め、以後ガス流速の増加とともに層高が増す。これは、充てん層の流動化の開始であり、層高の増加とともに空間率が上昇し、圧力損失がほぼ一定となるため、フラッディング状態にはならない。

Fig. 8 の $\Delta P/\Delta L$ と h_t は、初期の充てん層高に基づいて計算した値である。上述の流動化状態下における圧力損失は約 6 kN/m^3 であり、層の単位体積当たりの固体

と液体にかかる重力はそれぞれ 5.4 kN/m^3 および $0.85 \sim 1.2 \text{ kN/m}^3$ である。したがって、流動化状態は、圧力損失がほぼ、固体と液体の重量と釣り合った状態であるといえる。すなわち、

$$g\{\rho_s(1-\epsilon) + \rho_l h_t\} = \Delta P / \Delta L \quad \dots\dots\dots (29)$$

が成り立つ。

(29)式の両辺を $\rho_l g$ で割り整理すると流動化開始時の条件として(30)式を得る。(30)式において、左辺が右辺より大きいことが流動化を起こさない条件となる。

$$\frac{\rho_s(1-\epsilon)}{\rho_l} = \frac{\Delta P}{\Delta L \rho_l g} - h_t \quad \dots\dots\dots (30)$$

流動化を起こさない場合、フラッディング開始にいたるまでのガス流速範囲で(30)式の右辺は流速とともに増加し、フラッディング開始時に最大となる。したがって、フラッディング開始時の条件で(30)式の左右両辺を比較することにより、左辺が右辺より大きければフラッディングが、左辺が右辺より小さければ流動化が起こると判断できる。

Fig. 7 からフラッディング開始時の $\Delta P_d / (\Delta L \rho_l g)$ は、横軸の修正無次元かん液量により決まるので、第1近似として、フラッディング開始時の $\Delta P / (\Delta L \rho_l g)$ と h_t も修正無次元かん液量により決まると仮定する。すなわち、(30)式の右辺のフラッディング開始時の値は、修正無次元かん液量により決まると仮定する。この仮定が正

しければ、流動化を起こすかあるいはフラッディングを起こすかは、(30)式の左辺（以下無次元充てん層密度と呼ぶ）と右辺の代用値、修正無次元かん液量により決まる。

Fig. 9 は、以上の考察に基づいて無次元充てん層密度と修正無次元かん液量を両軸としたグラフ上に記号を流動化とフラッディングの起こり方により区別して示したものである。この図から、点が存在する位置により流動化が起こるかフラッディングが起こるかが区別できることがわかり、上述の仮定は正しかつたと判断できる。

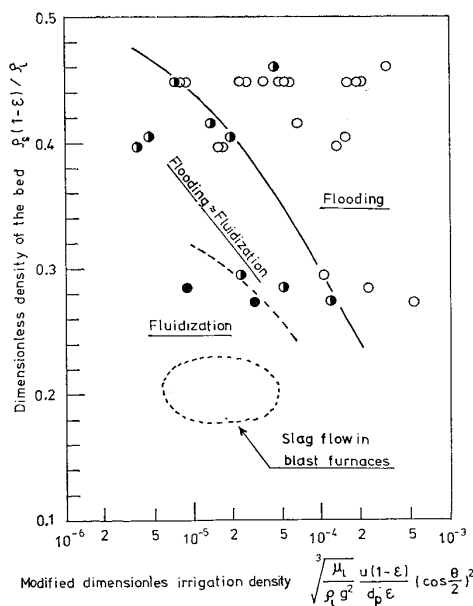
Fig. 9 に炉内の流れが断面内で均一と仮定して推定した、炉下部のスラグ流の領域を示した。この図から判断すれば、高炉炉下部では、フラッディングよりむしろ流動化が起こると推定できる。流動化を起こすガス流速は、同じ条件で流動化を起こさないと仮定して推定したフラッディング速度より低い、正確にその値を推定するにはさらに検討が必要である。

4.4 高炉炉下部でコークス層の流動化により起こる異常現象

本研究から高炉滴下帯においては、フラッディングが起こるよりむしろコークス層の流動化が起こると推定された。ELLIOTT ら¹⁾は炉下部のフラッディングにより棚吊りが発生する機構を記述した。ここでは、流動化により起こる異常を現象論的に考察する。

滴下帯におけるガス流は融着帯の存在、装入物粒度の不均一な分布などにより一様ではない。したがって滴下帯が流動化する場合まず滴下帯の一部のみが流動化を起こす条件に達する。このような部分（以下流動化領域と呼ぶ）の上部には、通常流動化条件に達していない装入物層が存在するので、実験で観察されたように層が押し上げられることはまれであろう。しかし、羽口先では常にコークスが消費されているので流動化領域より下のコークスは消費されてゆき、一方上部からの供給は制限されるので流動化領域の空間率が増す。このようにして空間率が過剰に増した層は力学的に不安定であり、ガス流路の変化、送風量の変動などによりガス流速が減少すると上部から流動化領域に装入物の急速な降下が起こる。すなわち、炉下部におけるコークス層の流動化はスリップの一因となる。

NAKANE ら³³⁾は、試験高炉でフラッディングを起こさせようとしてスラグとメタルの流量を故意に増加させたとき、棚吊りは起こらず、スリップと吹きぬけが起こったと報告した。この異常現象は、上述の流動化によるスリップ発生機構により少なくとも現象論的には説明可能である。



Experimental points :
Normal flooding, ○ ; Fluidization together with flooding, ◐ ; Fluidization before onset of flooding ●.

Fig. 9. Diagram showing the regions of bed instability.

5. 総 括

液体の粘度、密度、表面張力、固体と液体の接触角、液流速などを変えて、高炉滴下帯にできるだけ相似させた条件下で、気-液向流充てん層の流動特性の測定を行い、実験結果を整理して以下の結論を得た。

(1) ガス流のない場合の液ホールドアップを液流速に依存しない静的ホールドアップと液流速により変わる動的ホールドアップとに分け、それぞれについて、ぬれ性(接触角)の影響を含めた無次元数に基づく実験式を作成した。

(2) フラiddi ng速度の測定値は、MERSMANNの線図にプロットした方が SHERWOOD の線図の場合よりばらつきが少なかった。

(3) MERSMANN の線図の横軸の無次元かん液量に $(\cos \theta/2)^2$ を乗ずることによりぬれ性の影響を評価し、新しくフラiddi ng線図を提案した。

(4) 気-液向流充てん層でフラiddi ngが起こる前に層の流動化が起こる可能性を指摘し、両者のうちいずれが起こるかを流れと充てん層の条件から識別する線図を示した。高炉内では、スラグのフラiddi ngよりコークスの流動化が起こりやすいと推定した。

記 号

a, b, c, d, e, f, g : 一時的な定数	[—]
a_t : 充てん層の比表面積	[m ² /m ³]
C_p : Capillary 数, (9)式	[—]
C_{pm}, C_{ps} : それぞれ(16)あるいは(21)式で定義される Capillary 数	[—]
D : 系の代表長さ	[m]
d_p : 充てん粒子径	[m]
f : 力	[N]
f_g : 重力, (1)式	[N]
f_i : 慣性力, (2)式	[N]
f_p : ガス流から液体にかかる力, (6)式	[N]
f_s : 表面力, (4)式	[N]
f_{si} : 界面力, (5)式	[N]
f_v : 粘性力, (3)式	[N]
Ga : Galilei 数, (8)式	[—]
Ga_m : 修正 Galilei 数, (20)式	[—]
g : 重力の加速度	[m/s ²]
h_d : 動的ホールドアップ, (14)式	[—, %]
h_f : GARDNER ⁶⁾ が定義した、液体供給停止後に長時間かかつて流出するホールドアップ	[—, %]
h_s : SHULMAN ら ²⁵⁾ の定義による静的ホールドアップ	[—, %]
h_s^* : (15)式により定義した静的ホールドアップ	[—, %]
h_t : 全ホールドアップ	[—, %]
ΔL : 塔高 (ΔP の圧力損失と対応)	[m]

N_o : 無次元界面張力, (10)式	[—]
ΔP : ガス圧力損失 (ΔL と対応)	[Pa]
ΔP^* : 無次元ガス圧力損失, (11)式	[—]
ΔP_d : 乾燥状態の塔の圧力損失	[Pa]
Re : Reynolds 数, (7)式	[—]
Re_m : 修正 Reynolds 数, (19)式	[—]
u : 空塔液流速	[m/s]
V : 空塔ガス流速	[m/s]
ε : 充てん層の空間率	[—]
η : 液体粘度(センチポアズ単位)	[10 ⁻³ Pa·s]
θ : 液体と固体の接触角	[—]
μ : 粘度	[Pa·s]
ρ : 密度	[kg/m ³]
σ : 表面張力	[N/m]
ϕ : 充てん粒子の形状係数	[—]
添字 _l は液体を, _g はガスを示す。[] は次元を示し, [—]は無次元である。	

文 献

- 1) J. F. ELLIOTT, R. A. BUCHANAN, and J. B. WAGSTAFF: J. Metals, 4(1952), p. 709
- 2) H. BEER and G. HEYNERT: Stahl u. Eisen, 84 (1964), p. 1353
- 3) K. SEGAWA and H. ISHIKAWA: Trans. ISIJ, 8 (1968), p. 172
- 4) M. P. BATES: JISI, 211 (1973), p. 677
- 5) R. JESCHAR, W. PÖTKE, V. PETERSON, and K. POLTHIER: "Blast Furnace Aerodynamics", Conference Proceedings, ed. by N. STANDISH (1975), p. 136 (Australasian Inst. Min. Met.)
- 6) G. C. GARDNER: Chem. Eng. Sci., 5 (1956), p. 101
- 7) N. A. WARNER: Chem. Eng. Sci., 11(1959), p. 149
- 8) N. STANDISH: Chem. Eng. Sci., 23(1968), p. 51
- 9) N. STANDISH: Chem. Eng. Sci., 23(1968), p. 945
- 10) N. STANDISH and J. B. DRINKWATER: J. Metals, 24 (1972), p. 43
- 11) J. SZEKELY and J. MENDRYKOWSKI: Chem. Eng. Sci., 27 (1972), p. 959
- 12) S. V. SHAVERIN, I. M. ZAKHAROV, and B. V. IPATOV: Izv. VUZov, Cher. Met., (1962) 9, p. 54
- 13) R. G. RIKHTER and Yu. M. POTEVNYA: Izv. VUZov, Cher. Met., (1974) 4, p. 37
- 14) I. M. MOHUNTA and G. S. LADDHA: Chem. Eng. Sci., 20 (1965), p. 1069
- 15) 大竹伝雄, 岡田和夫: 化学工学, 17 (1953), p. 176
- 16) J. E. BUCHANAN: I & EC Fundamentals, 6 (1967), p. 400
- 17) J. GELBE: Chem. Eng. Sci., 23 (1968), p. 1401
- 18) J. F. DAVIDSON, E. J. CULLEN, D. HANSON, and D. ROBERTS: Trans. Inst. Chem. Eng., 37 (1959), p. 122
- 19) H. S. DOMBROWSKI and L. E. BROWNELL: I &

- EC, 46 (1954), p. 1207
- 20) G. A. TURNER and G. F. HEWITT: Trans. Inst. Chem. Eng., 37 (1959), p. 329
- 21) M. HUMENIK, D. W. HALL, and R. L. Van ALSTEN: Metal Prog., 81 (1962) 4, p. 101
- 22) J. KEVERIAN and H. F. TAYLOR: Trans. Amer. Foundrymen's Soc., 65 (1957), p. 212
- 23) H. TOWERS: Trans. Brit. Ceram. Soc., 53(1954), p. 180
- 24) P. C. CARMAN: Trans. Inst. Chem. Eng., 15 (1937), p. 150
- 25) H. L. SHULMAN, C. F. ULLRICH and N. WALLS: AIChE J., 1 (1955), p. 247
- 26) C. R. WYLIE: Advanced Engineering Mathematics, 2nd ed., (1966), p. 126 [McGraw-Hill Inc. N. Y.]
- 27) H. L. SHULMAN, C. F. ULLRICH, N. WALLS, and A. Z. PROULR: AIChE J., 1(1955), p. 259
- 28) Z. BROZ and V. KOLAR: Coll. Czech. Chem. Comm., 33 (1968), p. 2722
- 29) J. ANDRIEU: Chem. Eng. Sci., 30(1975), p. 217
- 30) T. K. SHERWOOD, G. H. SHIPLEY, and F. A. L. HOLLOWAY: Ind. Eng. Chem., 30(1938), p. 765
- 31) A. MERSMANN: Chemie Ing. Tech., 37 (1965), p. 218
- 32) B. W. JESSER, J. C. ELGIN: Trans. Amer. Inst. Chem. Eng., 39(1943), p. 277
- 33) C. NAKANE, Y. KUWANO, K. SUZUKI, K. OTANI, K. HONDA, T. S. CHAN, M. MATSUZAKI, C. W. KIM, and M. TATE: Trans. ISIJ, 13 (1973), p. 247
- 34) W. E. LOBO, L. FRIEND, F. HASHMALL, and F. ZENZ: Trans. Amer. Inst. Chem. Eng., 41 (1945), p. 693