

流動層의 熱傳達機構에 關하여

南宮 寔** 柳 慶玉**

Mechanism of Heat Transfer to Fluidized Beds.

Shik Namkoong** and Kyong-Ok Yoo**

** Dept. of Chem. Eng., College of Eng., Hanyang Univ.

In order to determine the mechanism of heat transfer to fluidized beds, heat transfer coefficients were measured in the bubble bed, the gas-liquid and the gas-solid fluidized beds. And the rate of mixing measured by a solid tracer technique, and the fluidization quality including bubble frequency and number of density fluctuation per unit time by leak current meter in the gas-solid fluidized bed were correlated.

A semi-theoretical equations to predict heat transfer coefficients in those systems were found, and compared with experimental results.

The equations are as follows;

i) Gas-solid fluidized bed

$$h = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_{bm} c \frac{u_o}{L}} \quad (20)$$

Developing the model of the packet, relation with heat transfer coefficient, h , and the rate of mixing, W_m , was obtained as follows

$$h = C_v W_m \quad (19)$$

ii) Bubble bed and gas-liquid-solid fluidized bed

$$h = \left(\log \frac{mu_*}{u_o} \right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m u_o / L} \quad (23)$$

緒 論

流動層의 熱傳達機構를 究明하기 爲하여 氣液系, 氣液固系, 그리고 氣固系 流動層內의 熱傳達係數를 測定¹⁾하였고, 또한 이러한 結果가 流動化 氣體나 粒子的 舉動에 關聯될 것이라는 點에 着眼하여 氣固系 流動層內의 氣體 및 粒子的 舉動에 關한 報告²⁾를 한바 있다.

本 研究에 있어서는 이와 같은 實驗結果와 南宮·鄭의 混合實驗結果³⁾, 그리고 既往의 研究結果等을 比較 檢討하므로써 各 流動層에 對한 熱傳達係數의 推算式

을 얻고자 하였다.

氣固系 流動層에 對한 熱傳達係數에 關해서는 여러 研究者⁴⁻¹¹⁾에 依해서 實驗式과 理論式이 發表되었으나 本 研究의 實驗結果와는 適應性이 別로 없었다.

그러나 Mickley⁴⁾ 등이 提案한 理論式을 再檢討하므로써 實驗結果에 맞는 半理論式을 얻었으며, 또한 leak current meter를 使用하여 測定되는 流動化狀態의 指示數인 振動數와 粉粒體의 混合速度로써 熱傳達係數의 計算式을 얻었다.

다음 氣液系 또는 氣液固系 流動層에 있어서는 Kölbel 등¹²⁾의 實驗式과 本 研究의 實驗結果를 比較 檢討하였으나 兩者間에 너무나 큰 數値의 差가 있었다.

* 1965年 7月 26日 受理

** 漢陽大學校 工大 化學工學科

그러므로 氣固系에 對한 Mickley 와 Fairbanks 의 式에 流動層內 氣泡들이 相互干涉을 始作하는 速度에 對한 項을 乘해줌으로써 氣液系 또는 氣液固系 流動層에서 實測한 熱傳達 係數에 近似되는 推算式을 얻었다.

既往의 研究에 對한 考察

1. 氣固系 流動層의 熱傳達係數 測定에 對해서는 緒論에서 말한 바와 같이 많은 研究者에 依해서 研究되었는데 그 裝置形式이나 提出된 實驗式이 本 研究의 것과 큰 差가 있었다. 이들 中 Mickley 와 Fairbanks⁴⁾는 內徑 10.2cm 인 管에 粉體로 glass bead 와 microspher 을 넣고 流動化 gas로서 air, CH₄, NH₃, Ar, Freon-12 등으로 이루어진 流動層內部에 傳熱體를 넣고 이 傳熱體 表面과 流動層사이에서 일어나는 熱傳達에 關한 研究에서 다음과 같은 假定下에 熱傳達機構를 檢討하였다.

假定

1). 流動化 되고있는 粒子들은 적어도 傳熱面 近傍에서는 隣接한 粒子間에 相對的인 運動은 別로 없다.

2). 流動層內 dense phase 는 均質하다.

流動化 되고 있는 粒子들은 위의 假定과 같은 條件下에서 여러개의 粒子가 한개의 小群을 이루어서 層內를 움직이고 있는데, Mickley 와 Fairbanks 는 이를 packet 라 稱하였다. 물론 이 packet 는 어느 限定된 瞬時間에만 存在한다.

지금 静止層에 對한 粒子의 熱傳導度를 k_m , 熱容量을 C , 密度를 ρ_m 이라고 할 때 Fig. 1에서 보는 바와 같이 溫度 T_o 인 packet 과 溫度 T_o 인 傳熱體와 A_m 인

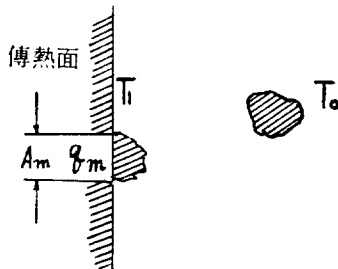


Fig 1. Transfer to Heat Surface

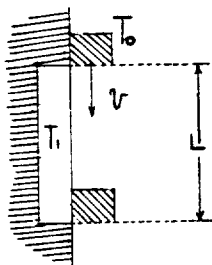


Fig 2. Downflow of Packet Past a Heat Surface

面積으로 τ 時間 接觸했을때 假定 2)에 依해서 packet 는 均質이므로 傳熱體로부터 packet 로 傳達되는 熱量 q_m 은 Fairbanks 에 依해서 다음과 같이 된다.

$$q_m = \frac{A_m}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m C} \tau^{-\frac{1}{2}} (T_1 - T_o) \quad [\text{kcal} \cdot \text{hr}^{-1}] \quad (1)$$

단, A_m : packet 와 傳熱體間의 接觸面積 [m^2]

k_m : 流動化物質의 熱傳導度 [$\text{kcal} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{hr}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$]

ρ_m : 流動化物質의 密度 [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

C : 流動化物質의 熱容量 [$\text{kcal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$]

萬一 局所瞬時熱傳達係數를 h_i 라고 하면 (1)式으로부터

$$h_i = \frac{q_m}{A_m(T_1 - T_o)} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m C} \tau^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

다음 局所平均熱傳達係數를 求하기 爲해서 $\phi(\tau)$ 를 packet 의 壽命分佈函數로 表示하고 gas 와 傳熱體사이에서 일어나는 熱傳達은 packet 와 傳達面間에 일어나는 熱傳達에 比해서 매우 적은 값이므로 이를 無視하던 局所平均熱傳達係數 h_L 은

$$\begin{aligned} h_L &= \int_0^\infty h_i \phi(\tau) d\tau \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m C} \int_0^\infty \tau^{-\frac{1}{2}} \phi(\tau) d\tau \\ &= \sqrt{k_m \rho_m C S_L} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{단, } S_L = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau^{-\frac{1}{2}} \phi(\tau) d\tau \quad (4)$$

一般的으로 平均熱傳達係數는 局所平均熱傳達係數의 面積平均値이므로

$$\begin{aligned} h &= \frac{1}{A} \int_A h_L dA \\ &= \frac{1}{A} \sqrt{k_m \rho_m C} \int_A S_L^{\frac{1}{2}} dA \\ &= \sqrt{\sqrt{k_m \rho_m C S}} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{단, } S^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{A} \int_A S_L^{\frac{1}{2}} dA \equiv \text{stirring factor}$$

으로 되는데 이 식에서 알 수 있는 바와 같이 平均熱傳達係數 h 는 k_m , ρ_m , C 등과 같은 流動化物質의 物性定數에 依한 項과, 流動層의 流動化狀態, 裝置의 幾何學的 構造에 左右되는 stirring factor 와의 積의 平方根으로 나타나 있다. 그런데 k_m , ρ_m , C 와 같은 物性定數는 쉽게 얻을 수 있는 因子들이지만 stirring factor S 는 決定하기 곤란하다.

여기서 하나의 理想的인 流動層을 생각하여 보자. 즉 流速이 작아서 層內에 turbulence 가 크게 일어나지 않는다면 粉體는 대부분이 塔의 中心部分으로 上昇하여 가지고 層의 上端에서 逆轉하여 塔壁附近으로 下降할 것이다. 더욱 理想的인 경우로는 Fig. 2 와 같이 solid flow 는 一定한 速度를 가지고 傳熱面을 따라 下降하게

되므로 傳熱面과 接觸되는 packet age 는 $\tau = \frac{L}{v}$ 로 나타낼 수 있을 것이다. 그러므로 이때의 $\phi(\tau)$ 는

$$\phi(\tau) = \phi\left(\frac{L}{v}\right) = 1$$

이 되고 전혀 接觸하지 못할 때는 $\phi(\tau) = \phi(0) = 0$ 가 될 것이다.

그러므로 위와 같은 理想的인 경우에 (4)式은

$$S_L = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{L} \right)^{\frac{1}{2}}$$

고로 (3)式은

$$h_L = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m C \frac{v}{L}} \quad (6)$$

따라서 (5)式은

$$h = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m C \frac{v}{L}} \quad (7)$$

와 같이 된다.

2. 氣液固系 流動層에 對해서는 이미 熱傳達係數 測定에서 報告드린 바와 같이 Fair, Kölbl, Yoshitome 등이 研究한 바 있는데 Kölbl 等¹²⁾은 粒徑 0.2~0.04mm 인 sand 와 water 와의 slurry system 에 air 를 불어 넣은 流動層에서 熱傳達係數를 測定했는데 그 一聯의 實驗中 最近에 다음과 같은 實驗式을 發表하였다.

Laminar flow region 에서는

$$Nu = 222.8 (Re)^{0.16} \left(\frac{d}{d_u} \right)^{0.05} \quad (8)$$

Turbulent flow region 에서는

$$Nu = 350.8 (Re)^{0.108} \left(\frac{d}{d_u} \right)^{0.05} \quad (9)$$

但, d ; sand particle 의 diameter

d_u ; 使用한 sand particle 中 最少 粒子의 diameter

以上 소개한 既往研究結果를 綜合적으로 考察해 보면 本 研究을 進行해 가는데 있어서 다음과 같은 네 가지 事項을 檢討해 볼 필요가 있다고 生覺된다.

i) Mickley 等の (7)式을 보면 熱傳達係數는 流動化 物質自體의 物性定數에 依한 項과 流動化狀態와 裝置의 幾何學的 構造에 起因되는 stirring factor 에 依한 項과의 積으로 表示되어 있는데 理想的인 경우로 packet age τ 를 $\tau = \frac{L}{v}$ 로 놓았지만 실제로는 氣泡의 간섭에 依해서 이 보다는 상당히 적은 값일 것이다. 그러나 이것을 달리 計算하기는 難點이 많음으로 이것에 對한 補正을 物性定數項에서 해줄 수 있을 것이다. (7)式中 k_m , ρ_m , C 등은 流動化 物質自體에 대한 값을 택했는데 流動層內에서는 氣泡群에 依해서 이들이 變할 것이므로 本 研究에서는 이 세 定數가 流速에 依해서 어떻게 變化되는가를 調査하였다. 그 結果 k_m 은 流速 依存性이 그리 크지 않았고, 密度 ρ_m 과 熱容量 C 가

影響을 받고 있음을 알았다.

矢木, 榎等¹³⁾에 依하면 氣固系 流動層의 平均密度를 ρ_{bm} 이라 할 때

$$\rho_{bm} = 0.8 (\rho_S - \rho_F) \left\{ 1 - \left(\frac{u_0}{u_t} \right)^n \right\} \quad (10)$$

但, ρ_S ; 粒子의 密度 [kg·m⁻³]

ρ_F ; 流體의 密度 [kg·m⁻³]

u_t ; 粒子의 終末速度 [m·hr⁻¹]

$n = \log \epsilon_c / \log \left(\frac{u_0}{u_t} \right)_{mf}$ [—]

ϵ_c ; 靜止層의 空隙率 [—]

이때, 이中 粒子의 終末速度¹⁴⁾ u_t 는,

$$u_t = \sqrt{\frac{4g D_P^3 \rho_F (\rho_S - \rho_F)}{3 \rho_F C_D}} \quad (11)$$

여기서 g 는 重力加速度, D_P 는 粒徑, C_D 는 抵抗係數인데 다음과 같은 關係로부터 C_D 를 求할 수 있다.

$$C_D N_{Rem}^2 = \frac{4g D_P^3 \rho_F (\rho_S - \rho_F)}{3 \rho_F^2} \quad (12)$$

다음 流速에 依存되는 熱容量을 C_v 라고 할 때

$$C_v = C(1 - E_{mf}) \quad (13)$$

但, E_{mf} ; 流動化開始空隙率 [—]

고로 (7)式은 다음과 같이 된다.

$$h = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_{bm} C_v \frac{u_0}{L}} \quad (14)$$

但, $C_v = C(1 - E_{mf})$,

$$\rho_{bm} = 0.82 (\rho_S - \rho_F) \left\{ 1 - \left(\frac{u_0}{u_t} \right)^n \right\}$$

ii) 다음 氣液固系에 對한 Kölbl 等の (8) 또는 (9)式을 고쳐 쓰면

$$h = a (Re)^b (d/d_u)^c$$

但, a , b , c 는 constant

와 같이 되는데 이 식을 보면 particle의 diameter가 h 에 미치는 影響은 대단히 큰 것이다.

즉 term $(Re)^b$ 또 $(d/d_u)^c$ 는 b , c 가 小數點以下の 낮은 값이므로 d 의 變化에 依해서 term 自體의 값이 크게 달라지지 않지만 term k/d 는 그렇지 않다. d 가 數拾倍로 커진 다든지 작아진 다든지 하면 이에 따라 h 는 數拾倍로 작아지고 또 커지게 될 것이다. 그러나 實際로는 同一種의 粒子라던 그 size가 크게 變化된다 해도 熱傳達係數에 미치는 影響은 그리 크지 않을 것이므로 (8) 또는 (9)는 낮은 도순이 내포되어 있다고 생각된다.

iii) 이에 本 研究에서는 그보다는 오히려 流動層內에 포함된 粉體의 含有率에 따라 氣泡間의 干涉效果가 약간씩 달라질 것이므로 이것을 고려해 주면 즉하리라 믿는다. 지금 層內로 吹込되는 氣泡가 서로 간섭을 시작할 때의 流速을 氣泡의 相互干涉開始速度 (minimum

intervention velocity of gas bubbles)라 칭하고 u_0 로 표시해서 氣固系에 잘맞는 熱傳達係數式에 이를 補正해 주던 오히려 보다 낮은 熱傳達係數의 推算式을 얻을 수 있지 않을까 생각한다.

iv) 한편 우리는 氣固系 流動層內에서 leak current meter를 사용하여 流動化 狀態의 한 示數인 n_m [hr⁻¹]을 測定하였다.

그런데 이것은 電壓이 걸려있는 두 電極을 流動層內에 넣어서 流動化 粒子가 두 電極을 連結시킬때 leak 되는 電流를 自動記錄計에 記錄함으로써 얻은 것인데 流動化 粒子의 粒徑보다는 두 電極 사이의 거리가 매우 크므로 粒子들이 이 두 極을 연결시키기爲해서는 여러개가 한 群을 이루지 않고는 불가능하다. 그런데 n_m 을 이러한 方法으로 求했으므로 流動化 粒子는 여러개의 粒子가 한 群을 이루어 움직이고 있다고 생각할 수 있다. 이것은 곧 Mickley 등이 定義한 packet와 같은 것이므로 packet model의 stirring factor 대신 이 n_m 을 檢討하므로써 熱傳達係數 計算式을 導出할 수 있을 것이다.

이미 報告²⁾ 드린바와같이 packet를 球形으로 가정하고 그 diameter를 D_{pa} , 密度를 ρ_m , 熱容量을 C_v 라고 하면 그의 質量 M_p 는 $M_p = \rho_m(\pi D_{pa}^3/6)$ 이므로 單位時間에 傳熱面 A 에 衝突하는 packet의 數 즉 n_m 은

$$n_m = \frac{6AW_m}{\rho_m \pi D_{pa}^3} \quad [\text{hr}^{-1}] \quad (15)$$

또한 packet의 溫度를 T_0 , 傳熱體의 溫度를 T_1 이라 하면 傳熱面積 A 를 통해서 單位時間에 packet로 흘러 들어가는 流量 q_m 은

$$q_m = n_m \left(\frac{\rho_m \pi D_{pa}^3}{6} C_v \right) (T_1 - T_0) \quad [\text{kcal} \cdot \text{hr}^{-1}] \quad (16)$$

但, $C_v = C(1 - E_{mf})$

(16)式으로부터

$$h = n_m \frac{\rho_m \pi D_{pa}^3}{6A} C_v \quad [\text{kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{hr}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}] \quad (17)$$

그런데 (15)式에서 混合速度 W_m 은

$$W_m = n_m \frac{\rho_m \pi D_{pa}^3}{6A} \quad [\text{kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{hr}^{-1}] \quad (18)$$

(17)式 (18)式을 比較하면

$$h = C_v W_m \quad [\text{kcal} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{hr}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}] \quad (19)$$

와 같이 流動化物質의 物性定數 C_v 와 流動化 狀態나 또는 장치의 幾何學的 構造에 依해 大幅 變化되는 混合速度로써 h 의 計算式을 얻을 수 있다.

이것은 마치 Mickley 등의 h 가 物性定數項과 stirring factor 項의 積으로 나타난 것과 비슷한 式이다.

그러므로 本 研究에서는 以上에 소개한 既往의 研究에 대한 考察과 本 研究의 實驗結果를 比較檢討하므로써 各 流動層에 對한 熱傳達機構를 究明하여 보려

한다.

그리고 參考로 말씀드릴 것은 Mickley의 (7)式에 나타난 packet가 傳熱面을 따라 下降하는 速度 v 는 本 實驗에서는 傳熱體를 流動層의 中心部에 놓았으므로 이 경우 $v = u_0$ 라고 놓아도 좋은 것이라는 點이다.

實驗方法

實驗方法, 裝置 및 그 結果는 이미 報告^{1,2)} 드린바 있으므로 그 詳細한 說明을 略한다.

考 察

各 流動層의 熱傳達係數를 推算할 수 있는 式을 얻기爲하여 먼저 本 研究의 實驗結果와 既往의 實驗式 또는 理論式에 table 1에 表示된 物性定數를 代入하여 얻은 값과 比較하였고 다음은 既往研究에 對한 本 研究者의 考察에서 얻은 (14), (17), (19)式을 檢討하였다.

Table 1. 流動化物質의 物性定數(at 20°C)

物性定數 流動化物 重量比: x	熱傳導度; k_m [kcal·m ⁻¹ hr ⁻¹ ·°C ⁻¹]	密 度; ρ_m [kg·m ⁻³]	熱容量; C [kcal·kg ⁻¹ · °C ⁻¹]
Glass powder	0.303	2530.00	0.2010
0	0.563	998.23	0.9970
0.1	0.537	923.72	0.9174
0.2	0.511	859.18	0.8378
0.3	0.485	774.56	0.7582

但 $x = \frac{\text{Glass powder 重量}}{\text{Water 重量}}$

Table 2. 氣固系流動層의 密度變化와 熱傳達係數

物性定數 u_0 [cm·sec ⁻¹]	密 度; ρ_{bm} [kg·m ⁻³]	熱傳達係數; h_0 [kcal·m ⁻² ·hr ⁻¹ ·°C ⁻¹]	
		實 測 值	(13)式의 값
1(1.75)	1180	(410)	487
3	1100		820
5(5.25)	980	(605)	982
7(9.1)	910	(1150)	1140
10	900	1315	1350
15	850	1750	1600
16.8		2120	
20	820	2500	1860
21		2000	
30	750	2500	2150
40(35)	720	2500	2400
50	670		2570
60	645		2740

但, () 속의 h 의 값은 () 속의 u_0 값에 해당됨.

氣液固系에서는, 이러한 檢討에서도 滿足할만한 熱傳達係數推算式을 얻지 못했으므로 氣泡가 相互干涉을 始作하는 速度 u_* 를 實測하여 이를 Mickley 式에 補正하여 주므로써 氣液固系 流動層의 熱傳達係數 推算式을 얻었다. 다음에 各 流動層에 對해서 이를 詳細히 論하기로 한다.

1. 氣固系 流動層에 關해서

既往에 發表된 많은 實驗式 또는 理論式中에서 本 實驗과 關聯된 8 氏의 式⁴⁻¹¹⁾을 擇하여 比較하여 本 結果 Mickley 等の 理論式을 除外하고는 그 數値가 대개 1~150 kcal·m⁻²·hr⁻¹·°C⁻¹의 낮은 값이었다.

Mickley 와 Fairbanks 의 (7)式으로 計算된 값이 Fig. 3의 點線으로 表示된 것인데 이는 實測值보다 상당히 큰 값이다. 이러한 것에 對해서는 既往研究의 考察에서 이미 論한 바와 같이 實際의 packet age가 $\tau = \frac{L}{v}$ 보다는 적은 값을 가지는데 그 原因이 있다고 생각되므로 物性定數의 流速에 依存된 값을 補正해 줄 필요가 있다.

(B)에서 E_{mf} 는 glass powder에 대해서는 0.5 이브 3500

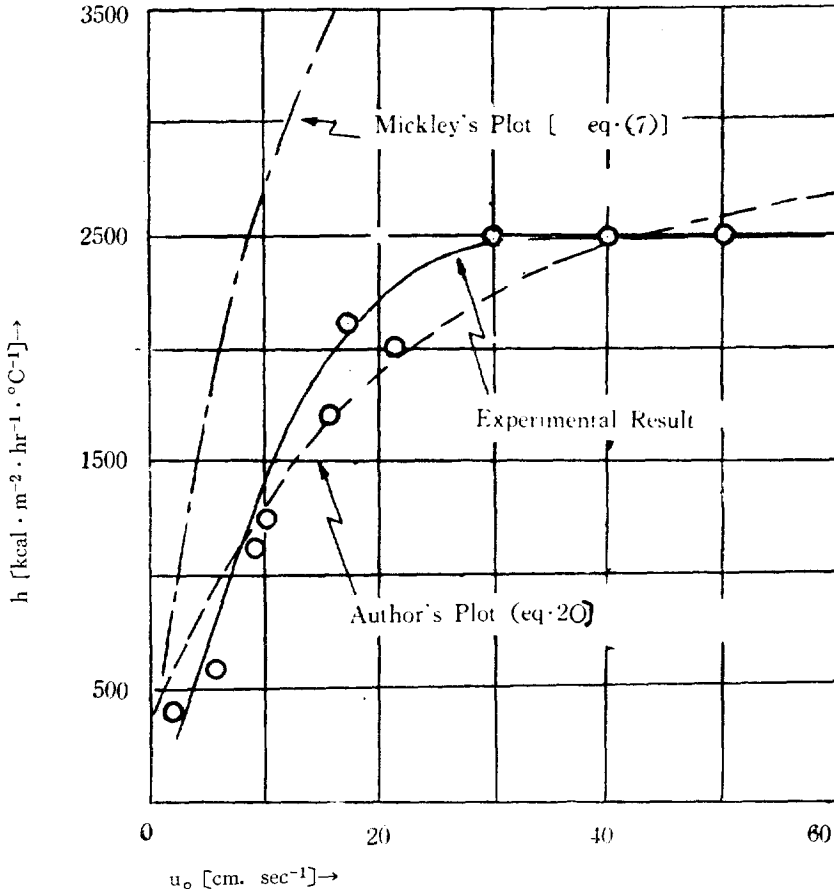


Fig 3. h vs u_0 in the Gas Solid Fluidized Bed.

로 $C_v=0.1005$ 이며, 流動層의 平均密度 ρ_{bm} 은 (10)으로 計算할 수 있는 데結果가 Table 2에 表示되었다. 이들 값을 本 研究에서 수정 提案한 (14)式에 代入하여 本 結果 實測值의 반에 해당되었다. 이를 檢討해 보면 氣固系 流動層에 있어서 熱傳達係數는 Mickley 等の (7)式에 密度變化만을 고쳐주면 足하다고 생각된다.

그러므로 (7)式이나 (14)式 대신에 다음과 같은 式이 좋을 것이다.

$$h = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_{bm} C \frac{u_0}{L}} \quad (20)$$

이 (20)式으로 計算 값이 實測值과 함께 Table 2에 표시되었고 Fig. 3에 點線으로 點綴되었다.

이는 實測值과 거의 一致되므로 氣固系 流動層에 있어서의 熱傳達係數에 對한 표식은 (20)式이 正當하다고 본다.

한편 著者等은 Mickley 와 Fairbanks 의 packet model과 流動層의 特性을 나타내는 한 示數 n_m 을 檢討하므로써 (17)式과 (19)式을 얻었다.

$$h = n_m \frac{\rho_m \pi D_{pa}^3}{6A} C_v \quad (17)$$

$$h = C_v W_m \quad (19)$$

(17)식은 n_m 은 實測되고 packet diameter D_{pa} 는 (15) or (18)로부터 求할 수 있음으로 實用이 可能하고 (19)식은 混合速度 W_m 만 알면 역시 計算이 可能하다. 그런데 混合速度 W_m 은 $u_o = 20 \text{ cm/sec}$ 內에서는 實驗적으로

$$W_m = 0.75 e^{0.0044 u_o} \quad (21)$$

但, u_o 는 $[\text{m} \cdot \text{hr}^{-1}]$ 의 dimension을 가진다. 이므로 (19)식은

$$h = 0.75 C_v e^{0.0044 u_o} \quad (22)$$

로 되는데 $u_o = 20 \text{ cm/sec}$ 以下에서는 實測値와 잘 맞는다. 이 (21)식은 流動化物質의 熱容量만을 가지고 熱傳達係數를 推算할 수 있다는데 意義가 있다고 하겠다.

2. 氣液系 및 氣液固系 流動에 있어서

Kölbel 等의 (8) (9)와 本實測値를 比較해 보면 (8) or (9)에 依해서 計算된 값은 本實測値보다 數拾倍가 크다.

그런데 이 兩 實驗은 裝置形式이나 使用된 物質 또는 그 外의 條件이 비슷하고 熱傳達係數의 實測値도 10% 內외의 差밖에 없는데 比해 그의 實驗式으로 計算된 값과 本實測値間에 큰 差가 있는 것은 이미 論한 바와같이 (8) or (9)식이 particle size에 依해 크게 左右되는 식이기 때문이다. 즉 Kölbel 실험에서의 $k/d \approx 1.5 \times 10^3$ 인대 反하여 本實驗에서는 粉體의 粒徑이 매우 적어서 $k/d = 5 \times 10^4$ 로 되는데 原因이 있는 것이다.

다음으로 氣固式에 對한 것이 氣液系에 使用한다는 道순은 있지만 (7)式을 氣液系과 氣液固系에서도 檢討해 보았다.

지금 x 를 流動化 粒子의 重量과 流動化液體인 물의 重量比라고 하면 $x=0, 0.1, 0.2, 0.3$ 인 各 system에 對해서 Fig 5, 6에 (7)式으로 計算된 값을 點綴했는데 여기에 나타난 바와같이 流速이 낮을 때에는 本實測보다 작은 값을 나타내고 流速이 클 때에는 훨씬 큰 값을 나타낸다.

또한 氣固系에서 잘 맞는 (20)式과도 比較해 보았으나 맞지 않았다.

이에 本 研究에서는 (7)式에 어떤 對數項을 添해주면 兩者가 서로 一致될 것이라는 點에 着眼하여 (7)式을 다음과 같이 수정해 주었다.

$$h = \left(\log \frac{mu_*}{u_o} \right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{k_m \rho_m C u_o / L} \quad (23)$$

여기서 m 는 流動化 狀態나 裝置의 幾何學的 構造에 依해서 定해지는 常數이며, u_* 는 이미 既往研究에 대

한 考察에서 論한 바와 같이 層內氣泡의 相互 干涉開始速度이다. 이 u_* 는 使用하는 液體에 따라 그리고 粒體의 含有量에 따라 달라 진다.

$x=0$ 인 氣液系에서 그리고 $x=0.1, 0.2, 0.3$ 인 glass powder와 slurry system인 氣液固에서 實測한 u_* 의 값이 Fig. 4에 點綴되어 있는데 이것은 半對數紙上에서 直線에 가가우므로 u_* 를 x 의 函數로서 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$u_* = 2.6 e^{-3.35x} \quad (24)$$

이 (24)式으로부터 粉體와 물과의 重量比만 알면 u_* 를 計算으로 求할 수 있다.

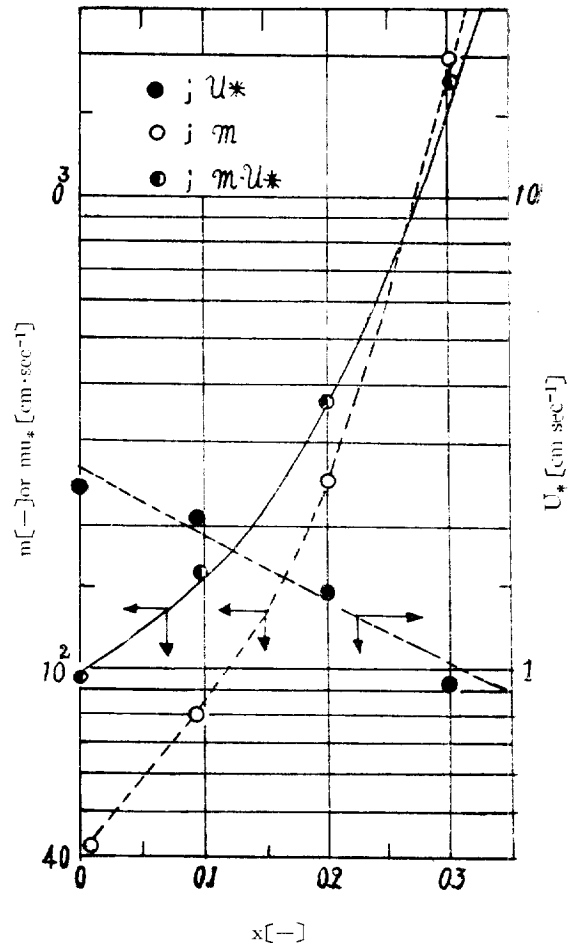


Fig 4. m, μ_*, u_* , vs x in the Gas-Liquid-Solid Fluidized Bed.

또 u_* 를 (23)式에 代入하고 이를 實測値와 比較하면 m 을 求할 수 있는데 이들 값이 Fig. 4에 u_* 와 함께 點綴되었다.

그러나 $u_o = 20 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$ 以上에서는 實測 熱傳達係

數가 一定値이므로 (23)식은 $u_0=20\text{cm}\cdot\text{sec}^{-1}$ 以下の $20\text{cm}\cdot\text{sec}^{-1}$ 時에 값과 同一値이다. 경우에 適用되고 그 以上에서는 流速에 關係없이 $u_0=$

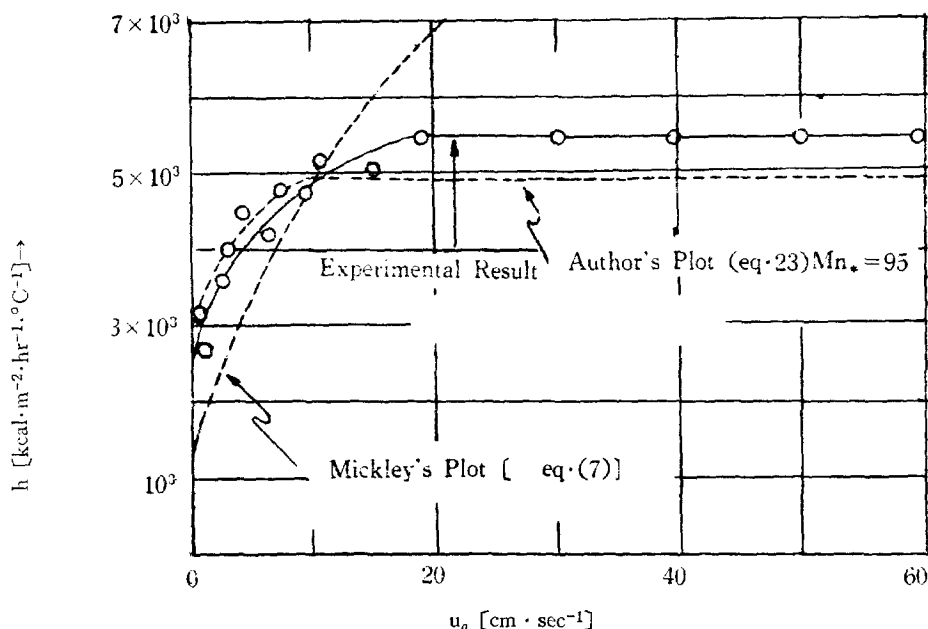


Fig 5. h vs u_0 in the Gas-Liquid Fluidized Bed.

이러한 (23)식을 써서 氣液系 그리고 glass powder 含有量이 다른 氣液固系 流動層에 對한 熱傳達係數의 計算結果가 Fig. 5, 6에 實測値와 함께 표시되어 있다. 이들 그림을 보면 $x=0.3$, 즉 glass powder 가 30 % (重量) 들어 있는 경우를 除外하고는 이 (22)식으로 熱傳達係數를 推算할 수 있지만 $x=0.3$ 인 경우는 $3 < u_0 < 10 \text{ cm}\cdot\text{sec}^{-1}$ 인 制限된 領域에서만 거의 一致될 뿐이다.

그러므로 이 (23)식은 $x=0.3$ 以上の 경우에서는 더 큰 差가 있을 것으로 推測된다.

結 論

1. 氣固系 流動層에 있어서는 流速에 따라 密度가 變化될 것이라는 點을 考慮하여 이를 補正해준 (20)式이 잘 맞는다는 것을 알 수 있었으며, 또한 流速이 $20 \text{ cm}\cdot\text{sec}^{-1}$ 以下에서는 packet model 과 流動化狀態의 한 示數인 n_m 을 檢討해서 얻은 (19)도 좋으리라 믿는다.

2. 氣液系 또는 氣液固系 流動層에 있어서는 層內 氣泡의 相互干涉開始速度의 項을 Mickley 의 (7)에 代入해주므로써 實測値와 近似되는 熱傳達係數 推算式 (23)식을 얻었다.

Reference cited;

- 1) 南宮寔, 柳慶玉; 化學공학 2, 82, (1964)

- 2) " " " 3, 24, (1965)
- 3) 南宮寔, 鄭雨昌; 化學공학 2, 87, (1964)
- 4) Mickley, H. S. and D. F. Fairbanks; Am. In. Chem. Journal 1, 374 (1955)
- 5) Vreedenberg, H. A; J. Appl. Chem(London) 2 (Suppl. Issue 1) S26 (1952)
- 6) Dow, W.M. and M. Jakob; Chem. Eng. Progr. 47, 637 (1951)
- 7) Toomey, R. D. and H. F. Jhonstone; Chem. Eng. Progr. Sym. Ser. 49, 51 (1951)
- 8) Walton, J. S., R. L. Olson, and D. Levenspiel; Ind. Eng. Chem. 44, 1474 (1952)
- 9) 佐藤一雄, 白井隆, 相尺; 化學機械協會 研究發表講演會前刷集 (1953)
- 10) Richardson, J. F. and D. Ayers; Trans. Instn. Chem. Engrs. 37, 314 (1959)
- 11) Sunkoori, N. R. and R. Kapathi; Chem. Eng. Sci. 12, 166 (1960)
- 12) Kölbel, H., R. Borchers, and J. Marfins; Chem. In. Techn. 32, 84 (1960)
- 13) 矢木 榮, 鞭巖; 化學工學(日本) 19, 158 (1955)
- 14) 國井 大藏; 流動化法 p. 107~110 日刊工業(日本) (1962)

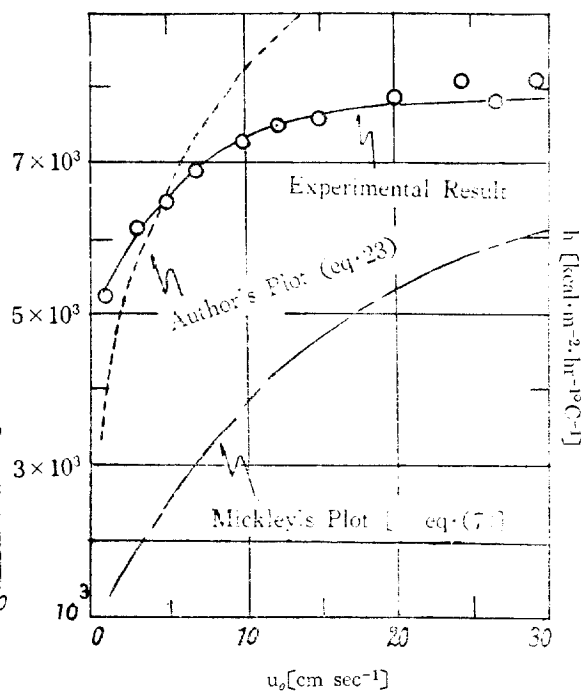
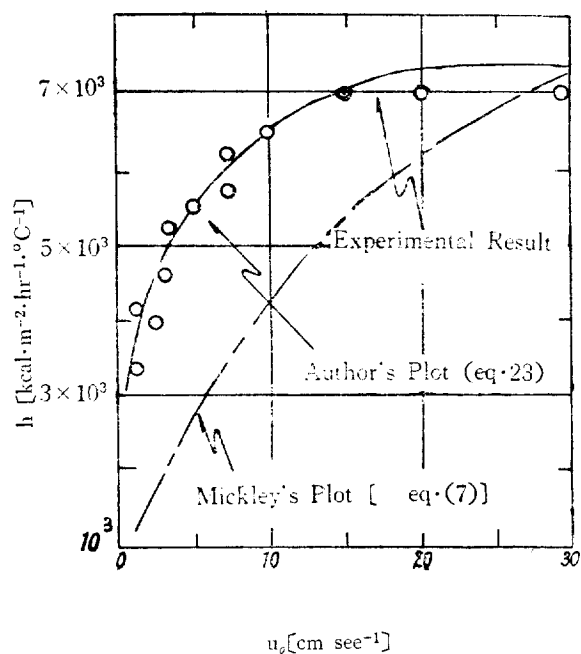
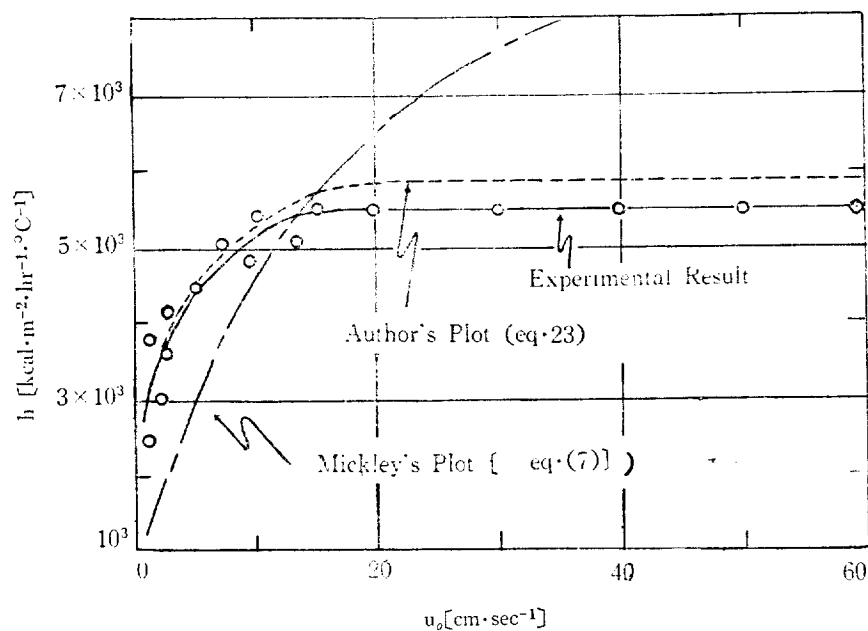


Fig 6. h vs u_g in the Gas-Liquid-Solid Fluidized Bed.