軸方向に圧縮されている粒子層の有効熱伝導度*

青 木 隆 一** 湯 沢 恩***

The Effective Thermal Conductivity of the Axially Stressed Packed Bed

by

Ryuuichi AOKI

(Department of Chemical Engineering, Yokohama National University, Yokohama)

and Megumu YUZAWA

(Department of Chemical Engineering, Nagoya University, Nagoya)

Hereunder is presented the report of investigation made both theoretically and experimentally of the influence of the contact areas of particles on the effective thermal conductivity of the axially stressed packed bed.

The contact areas of the particles were first related to the axial load, and to the axial load, then the thermal conductivity of the axially stressed packed bed has been related. The relation between the thermal conductivity of the axially stressed packed bed and the axial load has been shown as proportional.

It has been experimentally examined by compressing the lead, steel and glass spheres in a cylindrical die and giving heat flow axially through this packed beds. The proportional relation between the thermal conductivity of the axially stressed packed bed and the axial load has been also observed. But there has been observed some difference between the theoretical and the experimental proportional constant.

It is suggested that this apparent difference is due to the difference between the real contact areas and the theoretical contact areas of the stressed particles. Then the ratio of these two areas has been defined as the effective contact ratio of the stressed particles.

So far as our experiments are concerned, the larger the particle diameter, the further reduced is this ratio of areas.

(Received Mar. 1, 1971)

1 緒 言

粒子層の加圧成型などにおいては粒子層が軸方向に圧縮されているため、粒子層の有効熱伝導度は通常の充てん層のそれとは同様には取り扱えない。つまりこのような有効熱伝導度を検討する場合には、圧縮により生ずる粒子間接触面積の変化の影響を考慮しなければならない。

本研究では加圧粒子層の有効熱伝導度を力学的モデルにより求めた粒子間接触面積を導入して表示する方法を提案し、これと軸方向の圧縮荷重および粒子径を種々変化した場合の測定結果と比較検討した。

2 理 論

充てん層の有効熱伝導度に関する矢木、国井の研究によれば流体静止時の有効熱伝導度 k_e は(1)式で表わされている。

$$k_e = \delta k_s + \frac{\beta(1-\varepsilon-\delta)}{\frac{1}{k_s} + \frac{1}{k_f + h_{rv} d_p}} + (\varepsilon + \delta)(k_f + \beta h_{rv} d_p) \quad (1)$$

(1)式においては β は一般に 1 とされており、国井らによると ϕ は

$$\phi = \phi_2 - \frac{(\phi_1 - \phi_2)(\varepsilon - \varepsilon_2)}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \quad (2)$$

ε に圧縮前の空隙率の平均値 0.4 を代入し ϕ を求めると $4.45 \cdot 10^{-2}$ となる。本実験における充てん層平均温度が最高 60°C であることから、60°C での空気熱伝導度 2.5×10^{-2} [kcal/m · hr · °C] を用いて k_f/ϕ を算出すると 0.561 [kcal/m · hr · °C] となる。

一方国井らは h_{rv} , h_{rs} を次式で提示している。

$$h_{rs} = 0.1952 \left(\frac{p}{2-p} \right) \left(\frac{t+273}{100} \right)^3 \quad (3)$$

$$h_{rv} = \left[0.1952 \left\{ 1 + \frac{\varepsilon}{2(1-\varepsilon)} \cdot \frac{1-p}{p} \right\} \right] \left(\frac{t+273}{100} \right)^3 \quad (4)$$

* 原稿受理 昭和46年3月1日

** 正 会 員 横浜国立大学工学部 横浜市南区大岡町

*** 名古屋大学工学部 名古屋市中種区不老町

金属表面においては射出率 p は 0.05~0.3 程度であるが使用鉛粒子球の表面状態を考慮して 0.3 とすると, $t=60^\circ\text{C}$ における h_{rs} , h_{rv} は (3), (4) 式より 1.271 [kcal/m · hr · °C] および 4.056 [kcal/m · hr · °C] となる.

$h_{rs}d_p$ は粒径 10 mm, 5 mm のものでも $1.271 \cdot 10^{-2}$ [kcal/m · hr · °C] および $0.635 \cdot 10^{-2}$ [kcal/m · hr · °C] であり k_f/ϕ に対して 1.1~2.2% である. さらに鉛の熱伝導度を 60°C において 30 [kcal/m · hr · °C] とおくと $1/k_s$ は ϕ/k_f の 1.8% である.

つぎに $\varepsilon(k_f + h_{rv}d_p)$ は上記の粒径についてそれぞれ計算すると $2 \cdot 10^{-2}$ [kcal/m · hr · °C], および $1.0 \cdot 10^{-2}$ [kcal/m · hr · °C] となり, $(k_f/\phi)(1-\varepsilon)$ に対し 7.7% および 2.9% となる. $k_s \gg k_f + h_{rv}d_p$ であるから (1) 式 $(\varepsilon + \delta)(k_f + h_{rv}d_p)$ の他の 2 項に対する比率は δ が増すにつれ減少していくものと考えられる.

以上本実験で使用した鉛粒子の粒径が最大で 1.3 mm であることも考え合わせ, $h_{rs}d_p$, $1/k_s$, $(\varepsilon + \delta)(k_f + h_{rv}d_p)$ は (1) 式において無視し得るものと考えられる. したがって (2) 式は

$$k_e = \delta k_s + \frac{k_f(1-\varepsilon-\delta)}{\phi} \quad (5)$$

ϕ は平均粒径に対する空隙中の流体境膜の伝熱有効長さの比と定義されている. そこで $\varepsilon=0$ の時には ϕ は 0 になるべきものと考え ε が 0.471 以下で (2) 式は

$$\phi = B\varepsilon \quad (6)$$

(5), (6) 式から

$$k_e = \delta k_s + \frac{k_f(1-\varepsilon-\delta)}{B \cdot \varepsilon} \quad (7)$$

δ は定義から

$$\delta = \frac{4a^2}{d_p^2} (1-\varepsilon_0) \quad (8)$$

粒子層圧縮に関する長尾の研究によれば, 金属粒子は粒子の表面凹凸が無視し得る圧力の範囲においては塑性変形であると報告している. 本研究においても粒子は塑性変形していると考えられる. Bowden and Tabor³⁾ は 2 球が圧縮により塑性変形する場合 には 接触面一様に降伏応力が働くことを示している. 粒子接触面に平均応力 p_m が一様に働く場合, 単位体積当たり粒子表面に働く力は次式で示される.

$$F = \frac{6 p_m 2a^2}{d_p^3} \quad (9)$$

充てん層に荷重 W を加えて圧縮した時に働く応力は $W/(\pi/4)D^2$ であり, 充てん層を連続流体と同様に考えると, 単位体積当たり粒子表面に働く力は

$$F = \frac{24W}{\pi D^2 d_p} \quad (10)$$

(9), (10) 式より,

$$\frac{a^2}{d_p^2} = \frac{4W}{\pi D^2 p_m z} \quad (11)$$

(11), (8) 式より

$$\delta = \frac{4W(1-\varepsilon_0)}{\pi D^2 p_m z} \quad (12)$$

つぎに Ashok. K. Kaker and A. C. D. Chaklader⁴⁾ の粒子層圧縮による粒子間接触点における粒子の変形に関する研究によると, $a/r_p < 0.3$ の時の粒子の空隙率は次式で示されている.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - 6(1-\varepsilon_0) \left(\frac{a^2}{d_p^2} \right) \quad (13)$$

(11), (13) 式より

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - 24(1-\varepsilon_0) \left(\frac{W}{\pi D^2 p_m z} \right) \quad (14)$$

(12), (14) 式より

$$k_e = k_s \frac{16W(1-\varepsilon_0)}{\pi D^2 p_m z} + k_f \frac{(1-\varepsilon_0) - 8(1-\varepsilon_0) \left(\frac{W}{p_m \pi D^2} \right)}{B \left\{ \varepsilon_0 - 24(1-\varepsilon_0) \left(\frac{W}{p_m \pi D^2} \right) \right\}} \quad (15)$$

荷重 W は 0~1000 kg であるが, 最高値 1000 kg, 鉛の物性値 $r_m=280$ [kg/cm²], $Z=8$, $D=5$ [cm] を用いて (15) 式の $24(1-\varepsilon_0)(W/p_m \pi D^2)$ を計算すると 0.082 となる. そこで (15) 式を次式で近似する

$$k_e = k_f \frac{1-\varepsilon_0}{B \cdot \varepsilon_0} + \left\{ k_s \frac{4(1-\varepsilon_0)}{p_m z} + k_f \frac{1-\varepsilon_0}{B \varepsilon_0^2} \frac{6-4\varepsilon_0}{p_m z} \right\} \frac{4W}{\pi D^2} \quad (16)$$

ここで荷重 0 の時の有効熱伝導度を k_e^0 とすると, (7) 式から

$$k_e^0 = \frac{k_f(1-\varepsilon_0)}{B \varepsilon_0} \quad (17)$$

(17) 式を (16) 式に代入して

$$k_e = k_e^0 + \left\{ k_s \frac{4(1-\varepsilon_0)}{p_m z} + k_e^0 \frac{6-4\varepsilon_0}{p_m z \varepsilon_0} \right\} \frac{4W}{\pi D^2} \quad (18)$$

3 実 験

実験装置の概略を Fig. 1 に示す. 充てん層外壁には透明アクリル製円筒 (内径 50 mm, 高さ 9 mm, 肉厚 3 mm) を用いその外側に内径 56 mm の鉄製リングをはめ込み耐圧強度をあたえた. さらにその外側を断熱用発泡ポリスチレンでおおった. ピストンとして熱伝導度既知の標準試料アクリル板 (厚さ 4.5 mm, 直径 50 mm) を用いた. 充てん層の高さは 7.5 mm とした. 冷却槽はアクリル製で内部には常に氷水が満たされている. 加熱槽は鉄製で, これに沸湯水タンクより, $93^\circ\text{C} \sim 95^\circ\text{C}$ の熱湯を定常流として入れた. 熱電対には, $0.32 \text{ mm} \phi$ の銅-コンスタンタンを用い, Fig. 1 に示すごとく, 中心および中心から対称に 15 mm, 30 mm の位置に半径方向に 5 点, 軸方向に 3 点全部で 15 点取りつけた. 充てん物質として, 粒径 0.5

Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

mm, 0.9mm, 1.1mm, 1.3mm の鉛球, 粒径 0.9mm の鋼球, 粒径 0.9mm のガラス球を用いた。

有効熱伝導度は比較法により求めた。標準試料アクリル板の熱伝導度には文献値⁵⁾ 0.18[kcal/m・hr・°C]を用いた。圧縮荷重測定は, Fig. 1に示すごとく圧力伝達用鉄管の上にロード・セルをのせてストレイン・メータにより行なった。

4 結果および考察

充てん層上表面または表面下1~2層目の粒子群から任意に1つ取り出して, 鉛粒子の変形状態を走査型電子顕微鏡で観察した結果, 粒子表面および変形部分はかなりの凹凸がみられた。このことから粒子と粒子が変形部分にわたって一様に接触しているわけではないと考えられる。本研究では圧縮によるみかけの接触面積に対する真の接触面積の比を有効接触率 e_e として定義することとした。そこで(18)式は新たに

$$k_e = k_e^0 + \frac{4}{\pi D^2} \left\{ e_e k_s \frac{4(1-\epsilon_0)}{p_m z} + k_e^0 \frac{6-4\epsilon_0}{p_m z \epsilon_0} \right\} W \quad (19)$$

Fig. 2に鉛粒子についての荷重と有効熱伝導度との関係を示す。これから明かなごとく荷重と有効熱伝導度の関係はほぼ直線となり解析結果をうらづけた。鉛

Fig. 2. k_e vs. W for lead spheres.

の物性値 $k_s = 30$ [kcal/m・hr・°C], $p_m = 280$ [kg/cm²] および $\epsilon_0 = 0.4$, $Z = 8$ を(19)式に入れると

$$k_e = k_e^0 + \left(1.64 \cdot e_e + \frac{k_e^0}{4} \right) \cdot 10^{-3} \cdot W \quad (20)$$

荷重0の時の有効熱伝導度 k_e^0 の値はFig. 2における荷重と有効熱伝導度の関係を示す直線によると粒径によらず 0.400[kcal/m・hr・°C] なる一定値となっている。この値は実測値より高いが, この事は充てん層上, 下の壁面における伝熱抵抗が内部に比し, 荷重0の場合は特に大きいと思われる。ここで(20)式に $k_e^0 = 0.400$ [kcal/m・hr・°C] を(20)式に代入すると

$$k_e = 0.400 + (1.64e_e + 0.100) \cdot 10^{-3} W \quad (21)$$

Fig. 2から直線のこう配を各粒径に対して求め, その値を用いて(21)式から各粒径に対する有効接触率を求めた結果をFig. 3に示す。

Fig. 3. e_e vs d_p for lead spheres.

Fig. 3によれば有効接触率 e_e は粒径により変化し, 粒径が大きくなるにつれ小さくなる傾向がみられる。Fig. 4に鉛粒子層の圧縮による平均層変位と荷重との関係を示す。荷重と層変位の間には直線関係がみつめられる。

Fig. 5に粒径0.9mmの鉛球, 鋼球, ガラス球の充てん層の有効熱伝導度と荷重との関係を示す。ガラス球の場合は荷重により有効熱伝導度は変化しない。このことはガラス球の場合 $k_s/p_m z$ の値が非常に小さく接触点間の伝熱量が荷重により変化しないことを示している。鋼球については, わずかに荷重の影響がみつめられる。そのこう配は $1.5 \cdot 10^{-4}$ となる。使用鋼球の物性値が明りょうでないが, $k_s = 70$ [kcal/m・hr・°C], $p_m = 7000$ [kg/cm²], $Z = 8$, $\epsilon_0 = 0.4$, $k_e^0 = 0.25$ [kcal/m・hr・°C] とすれば(19)式から直線のこう配は $1.53 \cdot 10^{-4}$ となり実験結果と一致する。

(1) 加圧粒子層の有効熱伝導度に関する一般式(19)を

Fig. 4. L vs. W for lead spheres.

● : Lead ○ : Steel ● : Glass
Fig. 5. k_e vs. W for lead, glass and steel spheres of 0.9 mm diameter.

求め、これに圧縮により生じたみかけの粒子間接触面積と伝熱にあずかる実際の接触面積の比である有効接触率を導入し半実験式(2)を導びいた。さらに有効接触率は粒径により変化し粒径大になるにつれ小さくなることがわかった。

(2) ガラス球についても実験を行なったところ荷重により有効熱伝導率は変化しなかった。また鋼球についても実験を行ない荷重により有効熱伝導率はわずかに変化した。

使用記号

- a = 粒子—粒子間接触面半径 [m]
 d_p = 粒子直径 [m]
 D = 充てん層の断面直径 [m]
 e_c = 有効接触率 [—]
 F = 単位体積当たり粒子表面に働く力 [kg/m³]
 h_{rs} = 粒子—粒子間ふく射伝熱係数 [kcal/m²·hr·°C]
 h_{rv} = 空隙—空隙間ふく射伝熱係数 [kcal/m²·hr·°C]
 k_e = 充てん層の有効熱伝導度 [kcal/m·hr·°C]
 k_g = 空気の熱伝導度 [kcal/m·hr·°C]
 k_s = 粒子の熱伝導度 [kcal/m·hr·°C]
 p_m = 粒子の降伏応力 [kg/m²]
 W = 荷重 [kg]
 Z = 粒子一個当たりの接触点数 [—]
 ε = 空隙率 [—]
 ε_1 = 最そ充てんの時の空隙率 [—]
 ε_2 = 最密充てんの時の空隙率 [—]
 ϕ = 粒径と空隙中の流体境膜の伝熱有効長さの比 [—]
 ϕ_1 = 最そ充てんの時の ϕ の値 [—]
 ϕ_2 = 最密充てんの時の ϕ の値 [—]

(昭和45年11月18日 第8回粉体に関する討論会にて講演)

参考文献

- 1) Yagi, S., and D. Kunii, A.I. Ch. E. Journal, **3**, 373 (1957).
- 2) 長尾高明, 日本機械学会論文集, **33**, 229 (1967).
- 3) Bauden, P. P., and D. Tabor, "The Friction and Lubrication of Solids," Chap. 1 (1954) The Delegates of the Clarendon Press
- 4) Kaker, K., Ashok, and A. C. D. Chaklader, J. Appl. Phys., **38**, 3223 (1967).
- 5) 若尾法昭, 大村朔平, 福田光治, 化学工学, **30**, 1119 (1966).