

# 粒子層の熱物性

佐々木 章・高橋 秀昭\*・長里 勝美\*

## Equivalent Thermophysical properties of Porous Material

Akira SASAKI, Hideaki TAKAHASHI\*, and Katsumi NAGASATO\*

(平成3年10月31日受理)

Measurements have been made of the equivalent thermophysical properties of porous materials which consist of a particle randomly dispersed in a second phase. To evaluate the thermophysical properties the method of minimizing the sum of squares based on a forward-difference equation was used. Three different size glass beads, two different size iron beads, two different size alumina beads and a copper bead were used as the dispersed particle in this study. As the second phase, water, air and ice were used.

Comparisons of the measured equivalent thermal conductivity with the predicted values, which is calculated by Kunii-Sumith's equation or Bruggeman's equation, are made. The measured equivalent thermal diffusivity is compared with value calculated from estimated equivalent thermal conductivity and volumetric heat capacity.

### 1. 諸 言

近年、保温・保冷ないしは、蓄熱・蓄冷技術等と関連して粒子層内の伝熱特性に関する研究が活発に行われている。このような粒子層内の熱移動現象を定量的に解析するには、粒子層の熱伝導率、温度伝導率、体積熱容量などの基礎的熱物性値を明らかにする必要がある。

粒子層の熱物性の中で、熱伝導率に関しては多くの研究がなされており、多くの推定式が提案されている<sup>1)</sup>。しかし、実際に生ずる現象は非定常の場合が多いにもかかわらず、過度的熱移動現象を取り扱う場合に必要となる温度伝導率に関する研究は少なく<sup>2)</sup>、いまだ明確にされているとは言えない。これは温度伝導率が熱伝導率と熱容量の比から求められるためと考えられる。しかし、このような考え方から求めた温度伝導率の妥当性についての確認、ならびに、その適用範囲に関しては十分な検討がなされているとは言いがたい。

そこで、本研究では熱物性値の既知な粒子より構成される粒子層が空気、水、および水で飽和された状態の熱物性値（熱伝導率、温度伝導率、熱容量）

\* 秋田高等卒業生

を同時測定し、これまでに報告されている代表的な等価熱伝導率の推定式を用いた推定値との比較検討を試みた。

### 主要記号

$c$  : 定圧比熱  $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$   
 $d$  : 粒径  $\text{mm}$   
 $l$  : 試料の厚さ  $\text{m}$   
 $q$  : 熱流束  $\text{Wm}^{-2}$   
 $T$  : 温度  $^{\circ}\text{C}$   
 $\Delta t$  : 温度伝導率を求める時間間隔  $\text{s}$   
 $y$  : 座標  $\text{m}$

### ギリシャ文字

$\varepsilon$  : 空隙率  
 $\kappa$  : 温度伝導率  
 $\lambda$  : 熱伝導率  $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$   
 $\rho$  : 密度  $\text{kgm}^{-3}$   
 $\tau$  : 時間  $\text{s}$

### 添 字

$c$  : 空隙内物質  
 $e$  : 等価

m : 測定値  
p : 計算値  
s : 粒子

## 2. 測定原理

### 2・1 温度伝導率の測定

試料の温度伝導率は、熱伝導方程式の差分変換に基づく繰り返し計算法<sup>3)</sup>により求めた。

図1 (a) に示されるような厚さ  $l$  の無限平板を考え、左右垂直面から加熱あるいは冷却されるものとする。基礎熱伝導方程式は温度伝導率を  $\kappa$  とすると次式のように表される。

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1)$$

ここで、温度伝導率  $\kappa$  を求める時間間隔  $\Delta t$  の間では、 $\kappa$  は変化しないものと考え、式(1)を前進差分近似すると次式のように表される。

$$T(y_i, \tau_{j+1}) = T(y_i, \tau_j) + 2\kappa \Delta \tau \left[ \frac{T(y_{i+1}, \tau_j) - T(y_i, \tau_j)}{\Delta y_{i+1}} + \frac{T(y_{i-1}, \tau_j) - T(y_i, \tau_j)}{\Delta y_i} \right] / (\Delta y_i + \Delta y_{i+1}) \quad (2)$$

ただし、 $\Delta y_i = y_i - y_{i-1}$ 、 $\Delta \tau$  は時間きざみである。

添字  $j$  は時間  $\tau$ 、 $j+1$  は  $\Delta \tau$  時間後における値を意味する。初期条件、境界条件として実測値を用い、 $\kappa$  を仮定して式(2)より  $\tau + \Delta t$  での試料内温度分布を求める。式(3)で定義される実測値  $T_m(y_i, \tau_i)$

と計算値  $T_p(y_i, \tau_i)$  の残差二乗和  $E$  を求め、 $E$  が最小となるまで  $\kappa$  を変化させながら繰り返し計算を行う。

$$E = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=1}^J [(T_p(y_i, \tau_j) - T_m(y_i, \tau_j))]^2 \quad (3)$$

ただし、 $\Delta t = J \Delta \tau$  である。

時空間の分割<sup>3)</sup>は、次のような条件を満足するように行った。

$$\kappa \Delta \tau / \Delta y^2 < 0.5 \quad (4)$$

$$\Delta t / \Delta \tau > 3 \quad (5)$$

$$\kappa \Delta t / \Delta y^2 > 0.4 \quad (6)$$

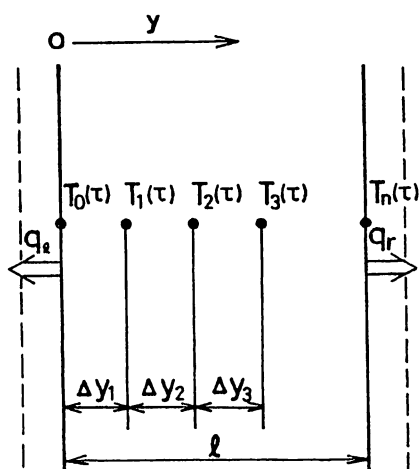
### 2・2 熱容量の測定

試料から放出される熱量は、左右垂直壁を標準板(熱流束計)として用い、以下のように算出する。

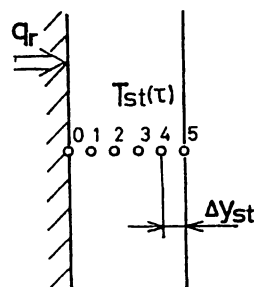
右標準板を図1 (b) のように等分割し、標準板の両表面温度を境界条件とし、差分化された熱伝導方程式を解き、標準板内の温度分布を求める。試料に接する標準板の微小要素部分を通過する熱量より、その微小要素が熱流束を求める時間内に放出する顕熱量を差引くことにより、次式のように求める。

$$q_r = \lambda_{st} \frac{T_{st}(y_o, \tau_j) - T_{st}(y_i, \tau_j)}{\Delta y_{st}} - \frac{\Delta y_{st} (c \rho)_{st} [T_{st}(y_o, \tau_j) - T_{st}(y_o, \tau_{j+1})]}{2 \Delta \tau} \quad (7)$$

ここで、 $q_r$  は右側の標準板へ試料から放出される



(a)



(b)

図1 測定原理

# 粒子層の熱物性

熱流束,  $\lambda_{st}$  は標準板の熱伝導率,  $(c\rho)_{st}$  は標準板の熱容量, そして  $\Delta y_{st}$  は標準板内の差分間隔を表す。また,  $T_{st}(y_o, \tau_i)$  は試料と接する面の温度,  $T_{st}(y_i, \tau_i)$  は標準板の一つ内側の点の温度を表す。試料左側の標準板に対しても同様に  $q_e$  を求め, 次式より単位面積当りの全放出熱量  $Q$  を求める。

$$Q = \sum_{j=1}^J (q_r + q_e) \Delta \tau \quad (8)$$

式(8)より求められた熱量  $Q$  と熱物性値を求める時間間隔  $\Delta t$  内での試料平均温度の変化量  $\Delta T_{av}$  を用いて, 次式より熱容量  $(c\rho)$  を求める。

$$(c\rho) = \frac{Q}{[T_{av}(\tau + \Delta t) - T_{av}(\tau)] \ell} \quad (9)$$

## 2・3 熱伝導率の測定

式(2)および式(9)から求められる温度伝導率, および熱容量を用い, 次式より熱伝導率を求める。

$$\lambda = \kappa (c\rho) \quad (10)$$

## 3. 測定装置および測定方法

### 3・1 測定装置

粒子層の熱物性値を測定するのに用いた試験部を図2に示す。標準板としては, 厚さ5mmの亚克力板を使用した。試料③は, 寸法110×110mm, 幅50mmの亚克力製容器②充填した後, 銅製伝熱面⑧を有する左右両ジャケット①, ④間に厚さ1mmのゴム板⑤を介して配置した。試験部からの熱損失を軽減するため周囲には厚さ50mmの断熱材(スタイロフォーム

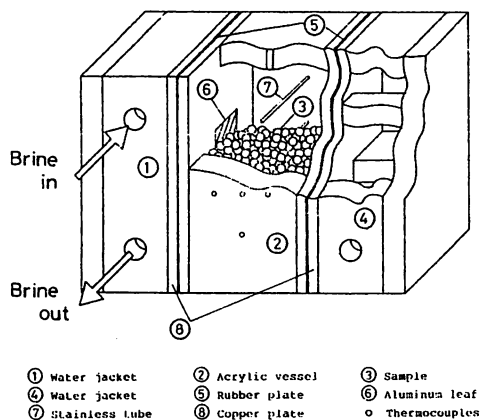


図2 試験部

ム)を設けている。試料内の温度応答測定のため, 直径0.2mmの銅—コンスタンタン熱電対を通した直径1mmのステンレスチューブを容器中央熱流方向に12.5mm間隔で設置した。また, 熱流の一次元性の確認のため, 容器中心垂直方向に同種の熱電対を2本設置した。標準板として用いた亚克力板の温度測定においては, 直径0.2mmの銅—コンスタンタン熱電対を10×40mmのアルミ箔⑥を用いて表面に張り付けることにより試料表面を広く覆い, 試料の局所的な不均一性の影響をできるだけ少なくするように努めた。なお, 凍結状態での測定において, 相変化に伴う体積増加分に相当する水分の取り出しのため, 容器上部中央にビニールチューブを取り付けた。

標準板として用いた亚克力板の熱伝導率は, 蒸留水を基準物質として用い, 定常比較法<sup>(4)</sup>により検定した結果, 次式で表すことができた。

$$\lambda_{st} = 0.1851 (1 + 0.000062 T) \text{ W/mK} \quad (11)$$

同じく温度伝導率はラプラス変換法<sup>(5)</sup>を用いて求めた結果, 次式で表すことができた。

$$\kappa_{st} = 1.310 (1 - 0.0063 T) \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \quad (12)$$

また, 熱容量は熱伝導率と温度伝導率の比として, 次式より求めた。

$$(c\rho)_{st} = \lambda_{st} / \kappa_{st} \quad (13)$$

### 3・2 測定方法

測定装置の系統図を図3に示す。凍結状態での測定は, 最初-20℃に温度調節されたブラインを試験部容器左右の水ジャケットに循環させ, 試料内の温度が一樣になったのを確認した後, 循環用ブラインをパイプヒータ⑥にて0℃迄加熱することによって開始した。また, 空隙内物質が水, および空気の場合は, 最初0℃に保持されたブラインを水ジャッ

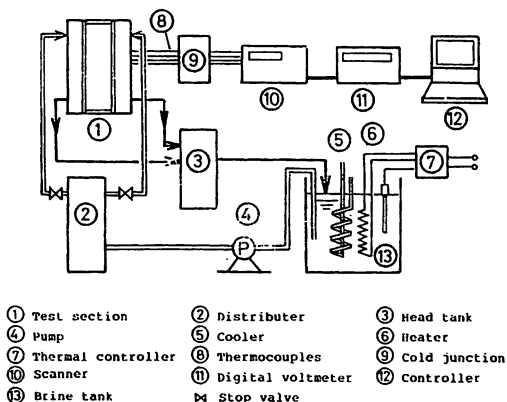


図3 実験装置系統図

トに循環させ、試料内温度が約1℃になったのを確認した後、ブライン温度を15℃迄加熱することによって測定を開始した。なお、ブライン温度はブラインタンク⑬に設置された冷凍機⑤、パイプヒータ⑥、および温度調節器⑦で設定温度に保持されるようになっている。

試験部に取り付けられた熱電対⑧の出力は零接点⑨を介した後、スキャナー⑩によって切り換えられ、デジタルボルトメータ⑪を介し、パソコン⑫に記録されるようになっている。スキャナー、デジタルボルトメータの制御は、GP-IB インターフェースを介してパソコンで行った。各部の温度は1分間隔で1時間測定し、結果をフロッピーディスクに記録し、測定終了後計算処理を行った。また、熱電対からの熱起電力は、デジタルボルトメータ（精度 $\pm 0.01$  of rdg + 2 digit）を用いて分解能 $0.1 \mu V$ で測定し、これを温度に換算した。なお、実験中は周囲温度の影響をできるだけ軽減するため、厚さ50 mmのスタイロフォームで試験部を断熱した。

温度伝導率 $\kappa$ は $\Delta t = 5$  min 間隔で求め、きざみ時間 $\Delta \tau$ における温度は、実測値を補間することによって求めた。

充填粒子として平均直径2 mm（空隙率 $\varepsilon = 0.38$ ）、5 mm（ $\varepsilon = 0.38$ ）、および16 mm（ $\varepsilon = 0.46$ ）のガラス球、平均直径5 mm（ $\varepsilon = 0.38$ ）、および11 mmの鉄球（ $\varepsilon = 0.37$ ）、平均直径2 mm（ $\varepsilon = 0.38$ ）、5 mm（ $\varepsilon = 0.38$ ）のアルミナ球、および平均直径2 mm（ $\varepsilon = 0.39$ ）の銅球を用いた。粒子および空隙内物質の熱物性値を表1に示す。

### 3. 3 測定誤差に関する検討

測定方法の検定のため、粒子層の熱物性を求める装置を用い水の熱伝導率、熱容量、および温度伝導率を測定し、坂爪・関の値<sup>10)</sup>と比較した結果をそれ

ぞれ図4、5、および6に示す。

温度伝導率の測定値は、坂爪・関の結果に比べ約10%程度小さくなっている。また、熱容量の測定値は約5%ほど大きくなっている。これは、坂爪・関の値が透明氷の場合に対する結果であるためとおもわれる。すなわち、本実験では容器内の水を左右から冷却し凍結させたため、水の中に溶け込んでいた空気が氷内に取り込まれ、そのため試料内の温度上

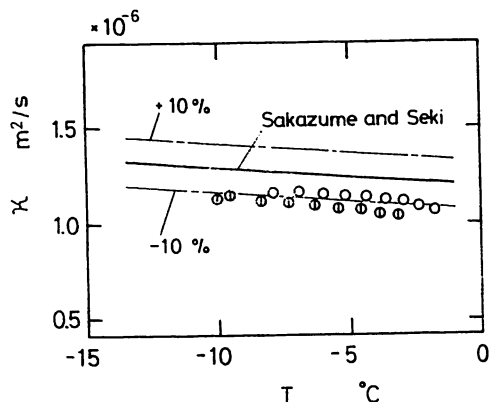


図4 氷の温度伝導率

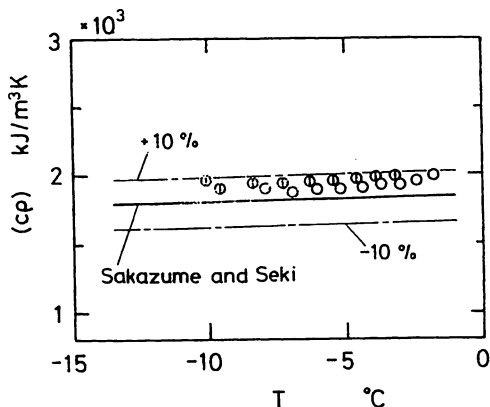


図5 氷の熱容量

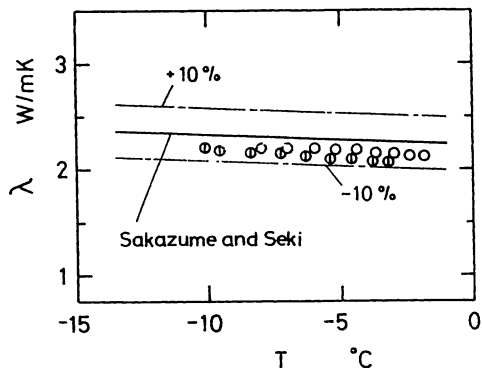


図6 氷の熱伝導率

表1 粒子および空隙内物質の熱物性値

	d mm	$\varepsilon$ —	c kJ/kgK	$\rho$ kg/m³	$\lambda$ W/mK
Glass	2	0.3	0.75	2590	0.74
"	5	0.38	0.75	2590	0.74
"	16	0.46	0.75	2590	0.74
Alumina	2	0.3	0.78	3600	36
"	5	0.40	0.76	3600	36
Iron	5	0.37	0.46	7350	42
"	11	0.46	0.46	7350	42
Copper	2	0.39	0.42	8900	372
Air	—	—	1.00	1.25	0.02
Water	—	—	4.19	1000	0.56
Ice	—	—	2.05	920	2.21

# 粒子層の熱物性

昇が遅れ、温度伝導率が小さく現れたものと考えられる。また、左右の標準板から求められた熱流束と単位時間当りの試料平均温度の変化より求めた熱容量も、試料内温度の上昇遅れのため坂爪・関の結果に比べ大きな値を示すものと思われる。熱伝導率の測定値は、坂爪・関の結果によりやや小さいが約5%の偏差値内で一致している。また、温度伝導率、熱容量、および熱伝導率の温度依存性は、いずれも坂爪・関の結果と同様の傾向を示す。

## 4. 測定結果と検討

### 4. 1 粒子層の熱物性

本研究では、多孔質層内の空隙が空気、水、あるいは水で満たされている場合で、対流の存在しない場合の熱物性値について検討を試みる。このような二相より構成される物質は、分散系混合物と考えることができ、その熱伝導率は一般に有効熱伝導率、あるいは等価熱伝導率と称されている<sup>10)</sup>。本研究では、以後二相より構成される多孔質層の熱伝導率を等価熱伝導率と称し、温度伝導率に関しても等価温度伝導率と称することとする。

### 4. 2 粒子層の熱物性の温度依存性

図7にガラス粒子を用いたときの、等価熱伝導率の温度依存性を示す。空隙内物質が水の場合、等価熱伝導率は温度上昇と共に小さくなり、水の熱伝導率と同様の温度依存性を示す。それに対し、空隙内物質が水、および空気の場合は、明瞭な温度依存性は認められない。粒子層の等価熱伝導率は、空気、水、そして氷と、空隙内物質の熱伝導率の大きさに比例して増大する。また、粒子径による相違はほと

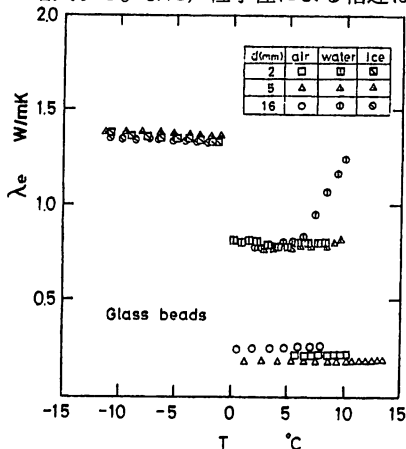


図7 ガラス粒子層の等価熱伝導率

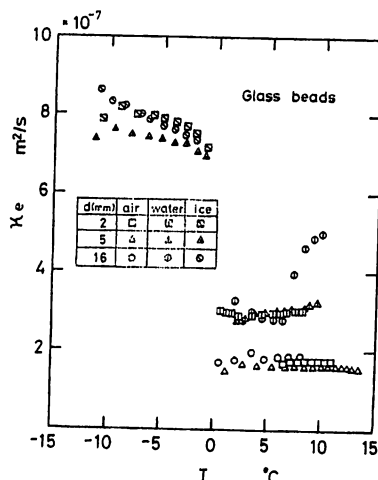


図8 ガラス粒子層の熱容量

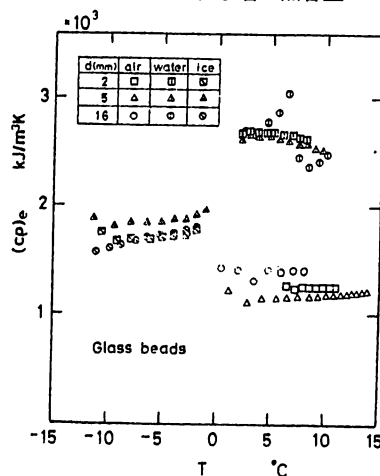


図9 ガラス粒子層の等価温度伝導率

んど見られない。直径16mmのガラス粒子と水の組合せの場合、5℃付近から等価熱伝導率の急激な増大が見られるが、これは粒子層内に対流が生じたためと考えられる。

図8にガラス粒子を用いたときの熱容量の温度依存性を示す。空隙内物質が水の場合の熱容量は温度上昇と共に増大し、氷の熱容量と同様の傾向を示す。空気、水の場合は、対流の生じている直径16mmのガラス粒子の場合を除くと、本実験の温度範囲内ではほとんど変化しないことがわかる。また、熱伝導率の場合と同様、粒子層の熱容量は空隙内物質の熱容量の大きさに比例することがわかる。

図9はガラス粒子を用いたときの等価温度伝導率の温度依存性を示したものである。空隙内物質が氷の場合は温度上昇とともに減少する傾向を、水の場合は若干増加する傾向を示すが、空気の場合はほとんど温度依存性が見られない。また、粒子層の等価

温度伝導率は、空隙内物質が空気、水、氷の順に増大することがわかる。このことは、空隙内物質の温度伝導率が水、氷、空気と増大することを考えると、粒子層の等価温度伝導率は空隙内物質の温度伝導率の大きさには比例しないということをしめしている。

#### 4・3 粒子層の等価熱伝導率の推定式

多孔質層の等価熱伝導率は、粒子と空隙内物質の熱伝導率、空隙率、粒子の分散状態だけでなく、粒子形状の影響も受ける。そのため、種々の粒子形状の場合に対する推定式が提案されている。本研究では球形粒子を用いており、球状粒子が分散して存在する場合に対する等価熱伝導率の推定式として Bruggeman の式、Kunii-Smith の式を取り上げ、測定結果との比較検討を試みた。

##### (a) Kunii-Smith の推定式<sup>7), 8)</sup>

Kunii-Smith の式は次のように表される。

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \varepsilon \left[ 1 + \frac{\alpha_{rv} D_p}{\lambda_c} \right] + \frac{1 - \varepsilon}{\frac{1}{\phi} + \frac{\alpha_{rs} D_p}{\lambda_s}} + \frac{2}{3} \frac{\lambda_c}{\lambda_s} \quad (14)$$

ここで、 $\lambda_s$  は固体粒子の熱伝導率、 $\lambda_c$  は空隙内物質の熱伝導率、 $\varepsilon$  は空隙率、および  $D_p$  は粒子径を表す。また、 $\alpha_{rs}$  は固体粒子表面から隣接する固体粒子表面への固体放射伝熱係数、 $\alpha_{rv}$  は空隙から隣接する空隙への放射伝熱係数を表す。

放射伝熱係数は高温の場合に大きく影響するが、常温に対しては影響が小さい。また、空隙内物質が液体あるいは固体の場合には放射伝熱が問題になることはない。したがって、上式は次式のように表すことができる。

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \varepsilon + \frac{1 - \varepsilon}{\phi + (2/3)(\lambda_c/\lambda_s)} \quad (15)$$

係数  $\phi$  は、空隙率により次式から求められる。

$$\phi = \phi_2 + (\phi_1 - \phi_2) \frac{\varepsilon - 0.26}{0.216} \quad 0.476 > \varepsilon > 0.26$$

$$\phi = \phi_1 \quad \varepsilon > 0.476, \quad \phi = \phi_2 \quad \varepsilon < 0.26 \quad (16)$$

係数  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  は固体粒子の熱伝導率と空隙内物質の熱伝導率の比を用いて次式から決定できる<sup>8)</sup>

$$\phi_{1,2} = \frac{\frac{1}{2} \left( \frac{K-1}{K} \right)^2 \sin^2 \phi_0}{\ln \{ K - (K-1) \cos \phi_0 \} - \frac{K-1}{K} (1 - \cos \phi_0)} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{K} \right) \quad (17)$$

ここで、 $K = \lambda_s / \lambda_c$  である。 $\phi_1$  は  $\sin^2 \phi_0 = 1/1.5$ ,  $\phi_2$  は  $\sin^2 \phi_0 = 1/4\sqrt{3}$  として  $\cos \phi_0$  を求めれば、おのおの式(17)より求められる。

##### (b) Bruggeman の推定式<sup>9)</sup>

Bruggeman の式は次のように表される。

$$\lambda_e + \varepsilon (\lambda_s - \lambda_c) \left( \frac{\lambda_e}{\lambda_c} \right)^{1/3} - \lambda_s = 0 \quad (18)$$

#### 4・4 等価熱伝導率の測定値と推定値の比較

図10は、横軸に粒子の熱伝導率と空隙内物質の熱伝導率の比  $\lambda_s / \lambda_c$ 、横軸に粒子層の等価熱伝導率と空隙内物質の熱伝導率の比  $\lambda_e / \lambda_c$  を取り、各推定式による推定値と測定値の比較を示したものである。推定値は、空隙率  $\varepsilon = 0.38$  の場合の結果である。Bruggeman の式による推定値は、 $\lambda_s / \lambda_c$  が1以下では Kunii-Smith の式による推定値に比べ小さく、 $1 < \lambda_s / \lambda_c < 10^3$  では Kunii-Smith の式の結果より大きな値を示す。また、Bruggeman の式による推定値は  $\lambda_s / \lambda_c > 10^3$  以上になるとほぼ一定値を示すことが分かる。また、空隙内物質が空気の場合を除き、測定値は推定値に比べ小さくなっている。しかし、実験結果は個々に空隙率が異なることから単純にこの図から各推定式との相関を知る

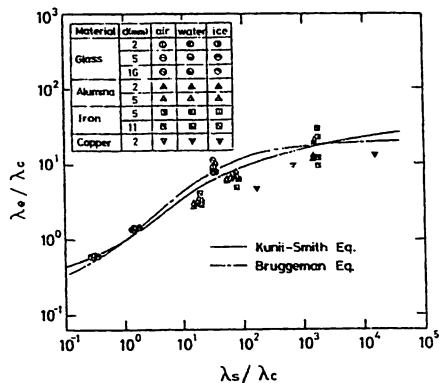


図10 粒子層の等価熱伝導率

# 粒子層の熱物性

ことは出来ない。そこで、次に各推定式による推定値と測定結果との相関を示す。

図11は等価熱伝導率の測定値 $\lambda_e$ と Kunii-Sumith の式より求めた推定値 $\lambda_{ec}$ との相関関係を示したものである。粒子の熱伝導率が大きく、空隙内物質の熱伝導率が大きくなるにともない測定値は推定値より小さくなる傾向を示すが、実測値は推定値と±30%以内でよく一致しているといえる。なお、直径16mmのガラス粒子と空気の場合、測定値は推定値より大きくなっている。これは粒子層内の空隙が大きく対流の影響が現れたものと考えられる。また、熱伝導率の大きな銅粒子を用いた場合、測定値は推定値に比べ30%以上小さくなっているが、こ

れは、実験に使用した銅粒子の表面の酸化、若干の不純物の混入等のため、その熱伝導率の値が計算に用いた数値より実際は小さいためではないかと思われる。

等価熱伝導率の測定値と Bruggeman の式より得られた推定値との相関関係を図12に表す。粒子の熱伝導率が大きく、空隙内物質の熱伝導率が大きくなるにともない、測定値は推定値より30%以上小さくなっていることがわかる。なお、等価熱伝導率の大きい範囲は図10の $1 < \lambda_s / \lambda_c < 10^3$ の領域に相当し、Bruggeman の式は Kunii-Smith の式に比べ等価熱伝導率を大きく推定すると言える。

## 4・5 熱容量の測定値と推定値の比較

粒子層の熱容量 $(c\rho)_e$ はそれを構成している個々の物質の体積割合から求めることができるとすれば、次式で表すことができる。

$$(c\rho)_e = (1 - \varepsilon)(c\rho)_s + \varepsilon(c\rho)_c \quad (19)$$

ここで、 $(c\rho)_s$ は固体粒子の熱容量、 $(c\rho)_c$ は空隙物質の熱容量、および $\varepsilon$ は空隙率を表す。図13に式(19)を用いて算出した熱容量 $(c\rho)_e$ と測定値 $(c\rho)_e$ との相関を示す。空隙内物質が空気の場合、測定値は推定値より大きく、水、および氷の場合には推定値より小さな値を示すが、体積割合から求めた熱容量の推定値は実測値と±20%以内でよく一致していると言える。

## 4・6 等価温度伝導率の測定値と推定値の比較

図14に、Kunii-Smith の式より得られる等価熱

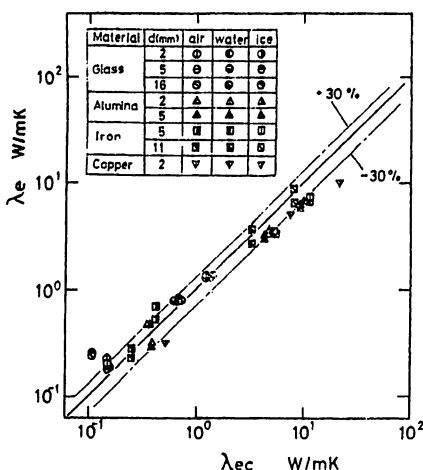


図11 等価熱伝導率の測定値と推定値の比較  
Kunii-Smith の式

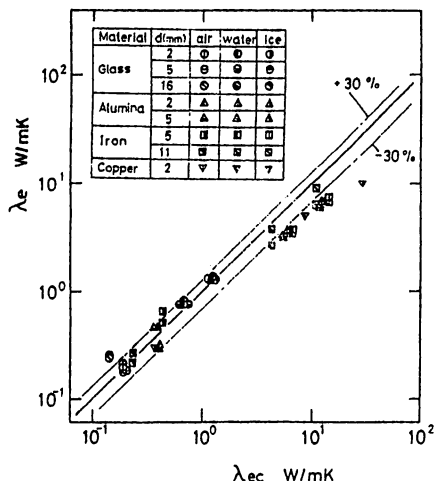


図12 等価熱伝導率の測定値と推定値の比較  
Bruggeman の式

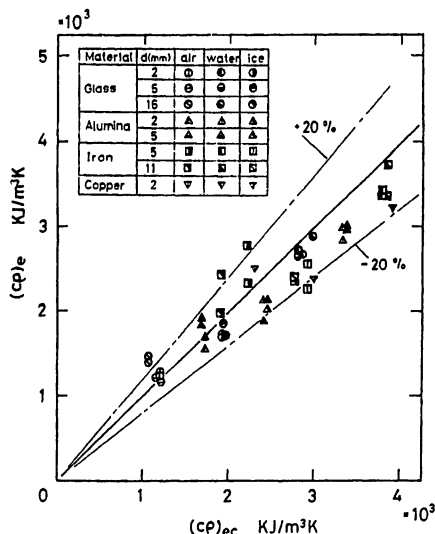


図13 熱容量の測定値と推定値の比較

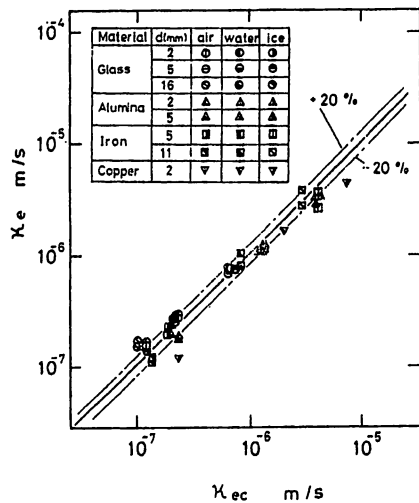


図14 等価温度伝導率の測定値と推定値の比較  
Kunii-Smithの式

伝導率および式(9)より求めた熱容量の比として求めた温度伝導率  $\kappa_{ec}$  と実測値  $\kappa_e$  との相関を示す。推定値は実測値と±20%以内でよく一致していることがわかる。なお、熱伝導率の大きな銅粒子を用いた場合、測定値は推定値に比べ20%以上小さくなっているが、これは、図11に見られるように等価熱伝導率が小さいためと言える。

図15に、Bruggeman 式および式(9)を用いて求めた温度伝導率の推定値と実測値との比較を示す。図より、温度伝導率が小さい領域では推定値と測定値は比較的良好に一致するが、温度伝導率の増大と共に推定値に比べ実測値が小さくなる傾向を示し、 $\kappa_{ec} > 10^{-6}$  では20%以上小さくなることわかる。したがって、Bruggeman の式より得られた等価熱伝導率を用いて算出した温度伝導率は、Kunii-Smith の式を用いた場合に比べ実測値を大きく推定すると言える。

5. 結 論

本研究では、粒子層の等価熱伝導率、体積熱容量、および等価温度伝導率を同時に測定し、粒子層の等価熱伝導率の代表的な推定式である Kunii-Smith の式および Bruggeman の式による推定値との比較、ならびにそれらの推定値と体積熱容量より求めた等価温度伝導率の推定値との比較を行った。

その結果、粒子層の熱物性に関しては、本実験の範囲内で以下のことが明らかとなった。

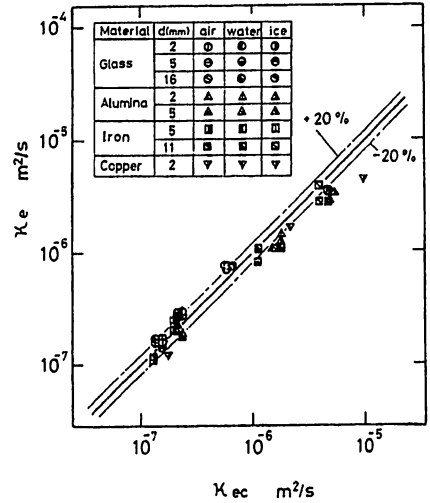


図15 等価温度伝導率の測定値と推定値の比較  
Bruggeman の式

1. Kunii-Smith の式より求めた等価熱伝導率の推定値は、Bruggeman の式に比べ実測値をよく表し、±30%の精度で実測値と一致する。
2. 粒子層の熱容量の測定値は、粒子層を構成する個々の物質の体積割合より定まるとして求めた推定値と±20%の精度で一致する。
3. Kunii-Smith の式より求めた等価熱伝導率および体積熱容量を用いて算出した等価温度伝導率の推定値は、±20%の精度で実測値と一致し、Bruggeman の式を用いて算出した推定値に比べ実測値をよく表す。

参考文献

- (1) 山田, 熱物性, Vol. 3, No. 2, 78-83, 1989.
- (2) 山田他3名, 機論 (B編), 56巻, 521号, 155-160, 1990.
- (3) 岡田・片山・堀口, 機誌, Vol. 79, No. 688, 247-255, 1976.
- (4) JIS A 1412.
- (5) 飯田・重田, 機論 (B編), 47巻, 415号, 470-477, 1981.
- (6) 坂爪・関, 機論, 44巻, 382号, 2059-2069, 1978.
- (7) 伝熱工学資料, 日本機械学会, 1975, 227-228.
- (8) 国井, 熱的単位操作上, 丸善, 1976, 136-140.
- (9) Bruggeman, D. A. G., Annalen der Physik, 24-5, 636-664, 1935.