

初心者のための熱物性測定

(2) 熱伝導率・熱拡散率(その I)

神本正行*, 金成克彦*, 高橋洋一**

1. はじめに

最近の省エネルギー技術やエネルギー材料についての関心の高まりとともに、材料の熱物性の重要性が再認識され、熱伝導率などの正確なデータが求められることが多くなった。熱伝導率や熱拡散率の測定は、古くからいろいろな方法で行なわれて来ているが、それぞれに特徴や長所・短所があり、実際に特定の材料について測定しようとする場合、まず、どの方法を用いるべきか、の選択が重要な問題となる。

熱伝導率などの測定は技術的にいろいろ工夫され、また難しい問題もあるので、これについての国内・国外の専門書¹⁻⁶⁾も少なくない。個々の測定法の詳細については、これらの成書や文献を参考にしていただくこととして(引用文献はできるだけ代表的な、比較的入手しやすいものにとどめてある)、ここでは、いくつかの典型的な材料をとりあげてその熱的挙動の簡単な解説と、それに比較的適している測定法を概説する、という構成とした。もちろん、各節でとりあげられる測定法は、その特定の材料にのみ適用できる、というつもりではないことを強調しておきたい。

本号の金属・セラミックス、ガラスにつづいて、次号では断熱材・複合材・高分子材料などをとりあげる予定である。

2. 熱伝導とその測定法の概観

次節以降の各論に先立ち、まず熱伝導の基本的な原則と測定法にどのようなものがあるかを概観する。

* 電子技術総合研究所：茨城県新治郡桜村梅園 1-1-4 〒305

Masayuki Kamimoto, Katsuhiko Kanari; Electro-technical Laboratory, Sakura-mura, Ni-ihari-gun, Ibaraki 305, Japan.

** 東大工学部附属原子力工学研究施設：茨城県那珂郡東海村白方白根 2-22 〒319-11
Yoichi Takahashi; Nuclear Engineering Research Laboratory, University of Tokyo, Tokai-mura, Ibaraki 319-11, Japan.

物質内に定常的な温度勾配がある場合には、それに起因して熱の流れが生ずる。簡単のため、断面積 A を通って x 方向に熱が流れるものとする、熱流束 q_x は次の(1)式で与えられる。

$$q_x = \frac{dQ}{dt} = -kA \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

ここで、 $(\partial T / \partial x)$ は x 方向の温度勾配であり、 k が熱伝導率と定義される。熱伝導率 k の単位は、SI では $(W m^{-1} K^{-1})$ であるが、 $(W cm^{-1} K^{-1})$ や $(cal cm^{-1} s^{-1} K^{-1})$ などしばしば用いられる。これらの単位間の換算表を表 1 に示しておく。

さて、 k で示される固体内の熱伝導の大きさは、熱エネルギーを運ぶ担い手(キャリア)の数を、その固体内での移動に対する抵抗の大きさで決まると考えてよいが、固体内でのキャリアとしては、フォノンと電子が重要である。フォノンとは、格子振動を量子化した粒子のこと、セラミックスなど非電導性物質は通常温度範囲ではこのフォノン伝導のみを考慮すればよい。金属などの場合には、同時に伝導電子が熱エネルギーのキャリアになり、フォノンと電子のそれぞれの熱伝導への寄与を k_p , k_e とすると、全熱伝導率 k は近似的に、

$$k = k_p + k_e (+ \dots) \quad (2)$$

となる。純粋な金属では、 k_e の寄与が十分に大きく k_p は無視できることが多いが、ステンレス鋼などのように両者を考慮にいれる必要がある場合もある。なお(2)式右辺に括弧をつけたのは、材料や温度条件によっては k_p , k_e のほかに光子などによる伝導の寄与分を考慮しなければならない場合があるからである。

上記のような定常的な温度勾配のある場合のほかに、温度分布が非定常である(時間により変化する)場合がある。ある時刻にある点(あるいは面)に熱エネルギーが加えられた場合、試料内の各点の温度は時間の関数となり、次の(3)式であらわされる。

$$\alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3)$$

この式はよく知られた Fick の拡散方程式と同じ形であり、その場合の拡散係数 D に対応する係数 α を、熱拡散

表1 熱伝導率の単位換算表

$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\text{kcal m}^{-1} \text{h}^{-1} \text{K}^{-1}$	$\text{B. t. u. ft}^{-1} \text{h}^{-1} \text{F}^{-1}$
1	0.01	0.00239	0.8604	0.5782
100	1	0.2390	86.04	57.82
418.4	4.184	1	360	241.9
1.162	0.01162	0.002778	1	0.6720
1.730	0.01730	0.004136	1.4881	1

率(thermal diffusivity)と呼ぶ。(3)式で与えられた α ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)と、(1)式で定義された熱伝導率 k ($\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$)との間には、

$$k = \alpha C_p \rho \quad (4)$$

の関係がある。ここに C_p ($\text{J g}^{-1} \text{K}^{-1}$)は比熱容量、 ρ (g cm^{-3})は密度である。

表2 熱伝導率の測定法

定 常 法	縦方向熱流法(絶対測定: 相対測定)
	径方向熱流法(絶対測定: 相対測定)
	電気的直接加熱法 { コールラウシュ法 径方向熱流法 細線法
	温度コンパレータ法
非定常法	過渡的熱流法 { フラッシュ法 熱線法 ステップ加熱法 温度走査法
	周期的加熱法 { 縦方向熱流法 (改良オングストローム法) 径方向熱流法

このように、固体の熱伝導率を測定する方法には、定常状態で直接 k を測定する定常法と、非定常法とがある。後者では熱拡散率 α が測定されることが多く、 k の値を知るためには、同じ温度範囲での C_p 、 ρ の値が必要であることは言うまでもない。どちらの方法についてもさらに異なる特徴をもついくつかの実験方法があり、測定対象によって最良のものを見出すことが必要である。主要な測定法をまとめて表2に示す。

3. 金属についての測定

3.1 金属の熱伝導機構

前節に述べたように、金属では熱エネルギーは主として電子により運ばれ、熱伝導率の値は一般に大きい。単純な金属の場合、電気伝導率 σ と熱伝導率 k との間には量子力学からも求められる次式のような関係がある。

$$\frac{k}{\sigma T} = \frac{1}{3} \pi^2 \left(\frac{k_B}{e} \right) = L_0 \div 2.45 \times 10^{-8} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2} \quad (5)$$

これをWiedemann-Franzの法則と呼ぶ。ここで k_B はBoltzmann定数、 e は電子の電荷である。この関係がすべての金属で成立すれば、電気伝導率の測定から熱伝

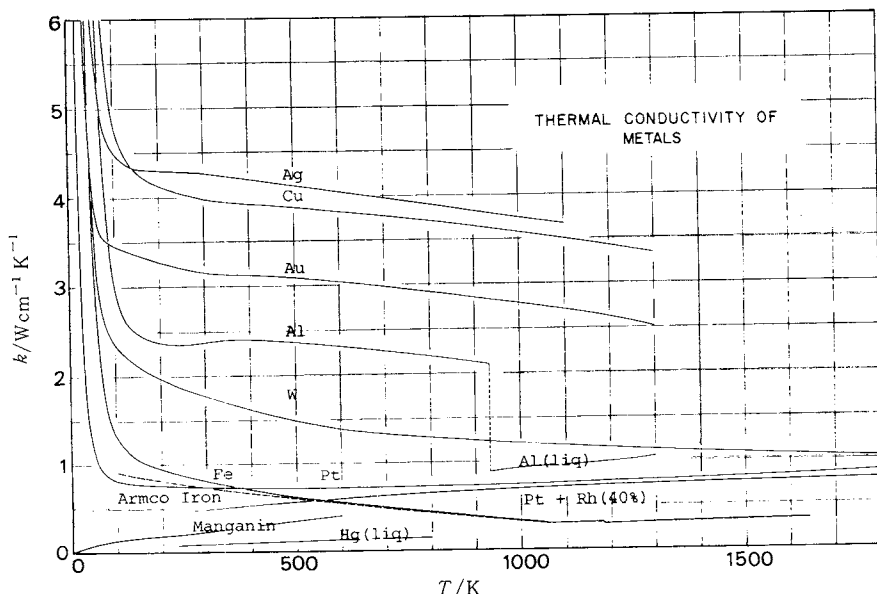


図1 金属の熱伝導率

導率の値が求められる筈であるが、この理論にはいくつかの理想的な条件が仮定されているので、実際にはこの法則からかなり大きくはずれる金属も少なくない。

種々の金属の熱伝導率の温度依存性を図1に示す。10K以下の極低温では k はほぼ T に比例して急激に大きくなり、10K付近でピークを持つ。これ以上の温度では、フォノンによる散乱のために k は温度とともに低下するが、電気伝導率は $\sigma \propto T^{-1}$ になるのに対して、熱伝導率は $k = L_0 \sigma T$ の関係があるため、高温では温度にあまり依存せず、ほぼ一定となる。

ところが、合金などでは一般に低温でのピークを持たず、温度とともに単調に増大し、その値もかなり低いのが通常である。これは、合金ではその構成成分が互いに不純物として作用してキャリアの散乱に寄与してしまうからである。また、前節に述べたように、電子による熱伝導率への寄与 k_e が比較的低い場合には、フォノンによる寄与 k_p も効いてくるため、 k の温度依存性はそれほど簡単ではない。一方では、上記のような解析をもとにして k の温度依存性から試料の熱伝導機構をある程度議論できるわけである。

3.2 定常縦熱流法と定常径熱流法による測定

縦熱流法は室温以下での金属の熱伝導率を測定する代表的な方法である。その原理は極めて単純で、図2に示すように、断面積 A の試料の縦方向に熱を一定熱流束 q で流し、距離 l だけ離れた2点間の温度差 ΔT を測定して、

$$k = \frac{l}{A} \frac{q}{\Delta T} \quad (6)$$

より熱伝導率 k を求めるものである。右辺の各量の測定誤差が直接 k の誤差にきくので、 k の誤差が最小となるよう試料形状を決める必要がある。 q の測定にあたっては、まず熱源(heat source)の発熱量がすべて試料に与えられたか、そうでなければ熱損はどの程度かを知らね

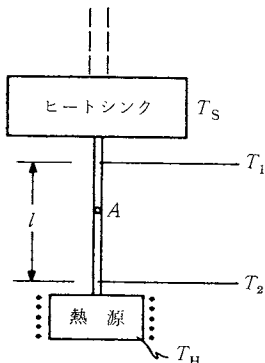


図2 定常縦熱流法の測定原理

ばならない。側方への熱損を減らすためには保護円筒を試料のまわりに置いて断熱制御をよくする必要がある。

装置に工夫をこらし注意深い測定を行えば、縦熱流法でもかなり高温までの測定が可能である。しかし、高温では同じ定常法であっても熱損を減少させることのできる径熱流法の方が有利となる。その測定装置の一例⁶⁾を図3に示す。この方法では試料の中心部にヒーターが置かれ径方向への熱流を作り出すので、図3に見られるように、何枚も重ねられた円板状試料の中央部に円形にくり抜かなくてはならない上に、半径 r_1 、 r_2 の位置での測温のための熱電対を挿入する溝を切る必要があるなど、成形はかなり面倒である。軸方向への熱流が生じないように試料温度を一定に保つために、試料の周囲には、三つの部分に分けて調節できるマッフルヒーターが、また試料の上下にはガードヒーターがつけられている。対流・輻射による熱損を減らすため、試料とマッフルヒーターの間には粒状アルミナが詰められている。

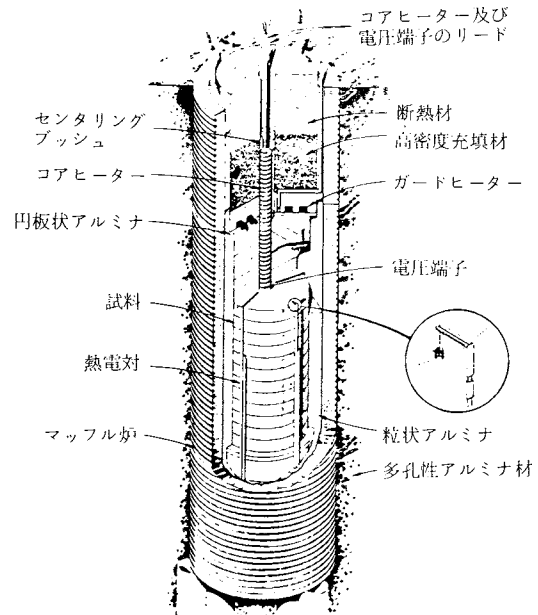


図3 径方向熱流法測定装置の一例⁶⁾

この方法での熱伝導率は、試料の軸方向長さを L とし

$$k = \frac{q}{2\pi L} \frac{\ln(r_2/r_1)}{\Delta T} \quad (7)$$

であらわされるので、 r_1 と r_2 の測定誤差が問題となるが、図3に示すように熱電対を固定し、さらに複数の熱電対を用いることによってこの誤差を減少させている。

3.3 改良オングストローム法による測定

非定常法の一つとして、従来からよく用いられていた

オングストローム法がある。この方法の測定原理は、無限に長いと見なせる針金状試料の一端を正弦波状に加熱したとき、すなわち $\theta(0, t) = A_0 + A_1 \cos(\omega t + \varepsilon)$ に対応して、そこから x だけ離れた点での時刻 t における温度変化 $\theta(x, t)$ が、

$$\theta(x, t) = A_0 \exp(-a_0 x) + A_1 \exp(-a x) \cos(\omega t - \beta x + \varepsilon) \quad (8)$$

となることを利用するものである。ここで、 $a_0 = (\mu/\alpha)^{1/2}$ 、 $a = \{\alpha(\sqrt{\mu^2 + \omega^2} + \mu)/2\}^{1/2}$ 、 $\beta = \{\alpha(\sqrt{\mu^2 + \omega^2} - \mu)\}^{1/2}$ であり、 α は熱拡散率、 μ は熱損失係数である。すなわち、針金状試料に対して、温度関数が $v = \omega/\beta$ の速度で伝播し、振幅は距離 l だけ進むごとに $\exp(-a l)$ だけ減少する ($\exp(-a l) = 1/q$ とすると q は減衰率である)。これらの関係から μ を消去すれば λ が求まるが、そのためには、距離 l だけ離れた 2 点において、(1) 一つの

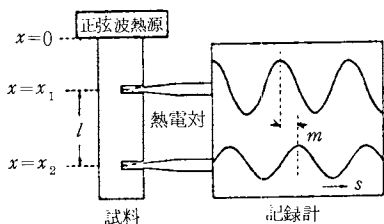


図4 改良オングストローム法の測定原理

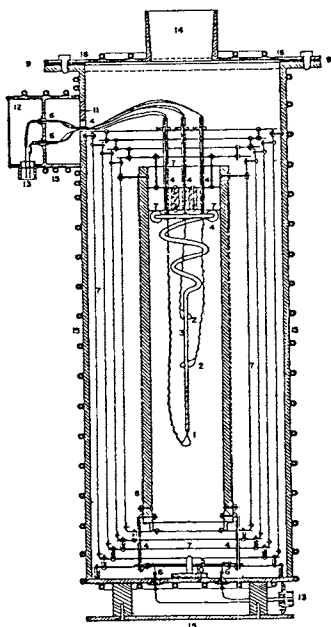


図5 改良オングストローム法測定装置の一例⁷⁾

- 1: 試料ヒーター, 2: 熱電対, 3: 試料,
4: セラミック絶縁材

波(周期 T)に対して v と q を同時に測定するか、(2) 二つの異なる周期 T_1, T_2 の波に対して、 v_1, v_2 もしくは q_1, q_2 を測定すればよい。前者の場合の概念図を図4に示す。このとき熱拡散率 α は、

$$\alpha = \frac{lv}{2 \ln q} = \frac{l^2 s}{2m \ln q} \quad (9)$$

で与えられる。 m はピーク位置のズレ、 s はチャート送り速度で、 q は出力波形から求める。代表的な装置⁷⁾の断面図を図5に示してあるが、試料が無限に長い(すなわち $x = \infty$ で $\theta = 0$)という条件を満足させるために、針金状試料の加熱端と反対側の端部をスパイラル状にして試料長さを十分にとってあるのが見られる。

3.4 アルムコ鉄の測定例

アルムコ鉄については多くの測定がなされているが、3.2 及び 3.3 に述べた三つの方法の測定例を図6に紹介する。Laubitz⁸⁾の測定は縦熱流法で、直径・長さがそれぞれ約 2.3 cm, 7.2 cm の試片を 2 個縦に重ね、その間にはさんだヒーターで加熱して両方向に熱を流している。熱電対は各試験片に 3 cm おきに 3 個ずつ固定されている。

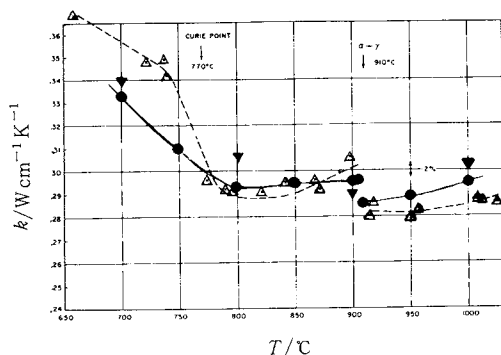


図6 アルムコ鉄の熱伝導率測定結果の比較

- ▼ : Laubitz⁸⁾, 縦熱流法
● : Fulkerson⁹⁾, 径熱流法
—△ : Cody¹⁰⁾, 改良オングストローム法

Fulkerson⁹⁾の測定では、直径約 7.6 cm の円板状試料を全体で約 23 cm の高さになるように積み重ね、中央の 3 枚に熱電対をつけて径方向の温度勾配を測定した径方向熱流法である。改良オングストローム法を用いた Cody¹⁰⁾の測定試料は直径約 0.5 cm、長さ約 5 cm の細線で、熱電対位置はヒーターから 0.64, 1.28, 1.92 cm の 3 点に溶接されている。

これらの三つの測定結果は、絶対値は互いによく一致しているが、キュリー点近傍のふるまいにやや違いが見られる。Cody¹⁰⁾の値は測定した熱拡散率から既知の比熱容量、密度の値を用いて計算して求めた熱伝導率であ

り、熱容量と熱拡散率の温度依存性が大きい変化を見せるキュリー点付近では、他の温度域にくらべてデータが多少不明確になっているものと思われる。

4. セラミックスとガラスについての測定

4.1 セラミックスとガラスの熱伝導機構

酸化物などの通常のセラミックスは絶縁体であり、熱を運ぶ主なキャリアはフォノンである。これらの絶縁体とガラスの熱伝導率の温度依存性を図7¹¹⁾に示す。フォノンは低温では主に不純物や粒界などにより散乱され、平均自由行程が一定となるので、低温では熱容量と同じく熱伝導率も T^3 に比例して増大する。しかし、温度が上昇するとともにフォノンによる散乱がきき始め、ある温度で熱伝導率はピークに達し、高温では $1/T$ に比例して減少する。このように、低温では絶縁体でも熱伝導率は比較的大きく、中には金属に匹敵するほど大きな値を示すものもある。これらの低温での熱伝導率測定には金属に適した方法と同様のものを用いることができる(試料の成形上の問題がなければ)。

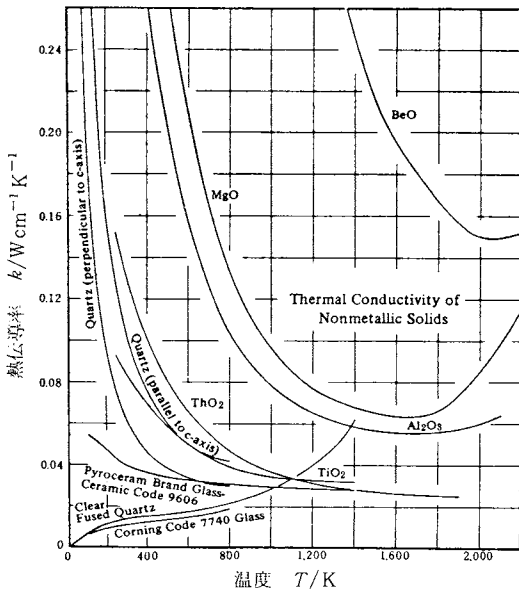


図7 セラミックス及びガラスの熱伝導率¹¹⁾

また、さらに高温になると、図7のいくつかの例に見られるように熱伝導率は再び上昇し始めるが、この原因はいくつか考えられるが、一般には輻射による熱伝導率への寄与が大きくなるためと考えられる。

一方、ガラスの熱伝導率は低温でも非常に小さく、温度とともに単調に増加している。大まかに言って、ガラスにおいては、フォノンの平均自由行程が常にガラスの

微視的構造単位に近くなっている、熱伝導率は熱容量の増大とともに上昇するのである。ガラスについての測定法としては、この節で取り上げる方法とともに、次節のれんがや断熱材の測定に適した熱線法などの方法も用いることができよう。

金属でもフォノン伝導が無視できないものがあったように、電子伝導が無視できない、あるいはむしろその方が大きいようなセラミックスも存在する。ウラン化合物の熱伝導率を図8¹²⁾に示すが、この中では UO_2 を除いた UC, UN, UP, US では高温での主要なキャリアは電子であり、このため熱伝導率の値も大きく、また UC 以外は正の温度係数を示している。

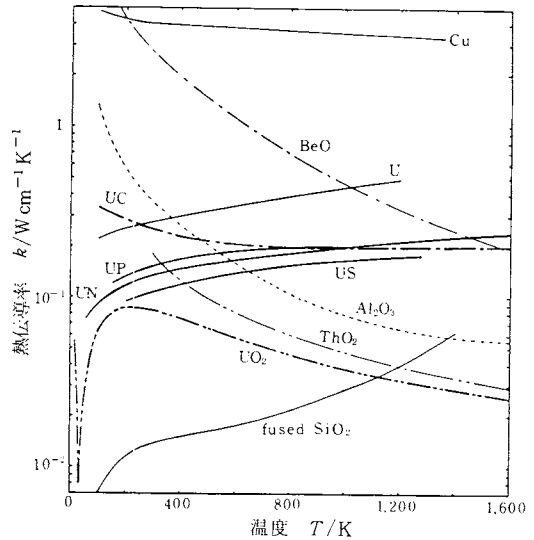


図8 ウラン化合物の熱伝導率¹²⁾
(縦軸は対数目盛で示してある)

4.2 レーザーフラッシュ法による測定

フラッシュ法による熱拡散率測定は、1961年にParkerら¹³⁾によって報告されて以来急速に普及し、現在では高温での測定には最もひろく利用されている方法である。試料としては直径8~10mm、厚さ1~3mmの円板状のものが通常用いられる。

いま、断熱的に保持された試料にレーザーのパルス照射したとき、レーザー光が試料表面で瞬間的に、かつ均一に吸収されたとすると、試料背面の温度上昇は図9のようになる。この時間-温度曲線で温度上昇が最大温度上昇 $\Delta T_{\max}$ の $1/2$ に達するまでの時間 $t_{1/2}$ と、試料厚さ l から、熱拡散率 α は、

$$\alpha = \frac{1.37 l^2}{\pi^2 t_{1/2}} \quad (10)$$

の関係を用いて求められる。(10)式の関係は、(i)熱

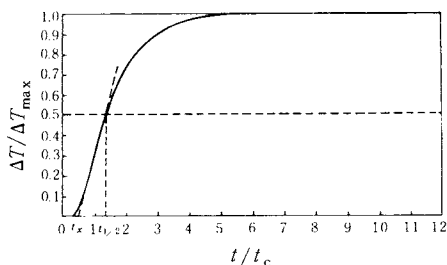


図9 レーザーフラッシュ法による試料背面の時間温度曲線

損がない(断熱的)；(ii)レーザー光の吸収が図9の温度曲線にくらべて十分に短時間におこる；(iii)レーザー光のエネルギー分布が均一である、の三つの条件を前提にしているので、信頼性の高い測定をするには、測定条件ができるだけこれらを満たすように装置上の工夫をし、誤差がなるべく小さくなるような試料厚さを決め、その上でそれぞれの効果についての補正¹⁴⁾を施せばよい。

熱損を減少させるためには、試料ホルダーの構造や材質を検討し、また試料温度測定のための熱電対はできるだけ細く(直径25~50 μm)することが望ましい。これらによっても高温での輻射熱損失を避けることはできないが、これについては詳細な理論的検討がなされていて、いくつかの補正方法が提案されている¹⁴⁾。

第2の瞬間的な加熱、という条件については、通常のルビーレーザーの発光持続時間 τ は1msの程度であり、

熱拡散率の高い試料で $t_{1/2}$ が30ms程度以下になると補正が必要となる。あるいは照射時間を短くするためにQスイッチを用いる($\tau \sim 20\text{ ns}$ での測定例がある)とか、パルス電子ビーム(τ を0.1~4msの範囲で調節した例がある)を用いるとかの方法もある。

レーザー光のエネルギー分布が不均一である場合、強度分布を定量的に知ることは困難であるので、まず不均一加熱の有無を温度上昇曲線などから検討しておくことが必要であろう。

レーザーフラッシュ法による測定例として、POCO社の等方質黒鉛AXM-5Qを共通試料とした国際的協力研究の結果を図10に示す¹⁵⁾。図に見られるように、7研究室での測定例のうち、4例がレーザーフラッシュ法であり2例が変調電子ビーム法、1例が変調光ビーム法であるが、1000~2600 Kの間で測定者間のばらつきは $\pm 3\%$ 以内で極めてよい一致を示している。このように、レーザーフラッシュ法は高温でも信頼性の高い測定である。

また、応用の一例として、ホウケイ酸塩ガラスの熱拡散率の測定が試みられている¹⁶⁾。レーザー光を試料表面で吸収するために、まず銀を真空蒸着し、さらにその上に金を真空蒸着する、という工夫がなされている。

フラッシュ法の問題点としては、照射時間が短いので試料表面の温度が瞬間的に高くなることで、熱拡散率の小さい試料では100 K程度に達する。このため相転移点近傍や融点付近での測定には適していない。気孔率の

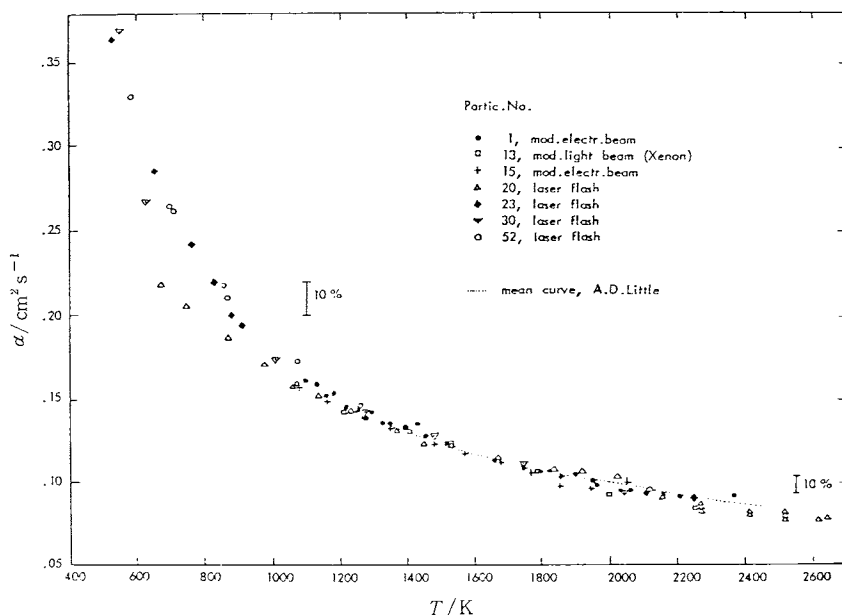


図10 黒鉛共通試料(AXM-5Q)の熱拡散率測定結果¹⁵⁾

大きい試料の測定についても種々の問題があることが指摘されている¹⁷⁾。

4.3 ステップ加熱法による測定

フラッシュ法が約 1ms 以下のパルスにより試料表面を加熱するのに対して、ステップ加熱法は同様に輻射による加熱であるが、試料表面をステップ状に加熱したときの試料の温度応答から熱拡散率と熱容量を求める方式である。測定に要する時間は数秒であり、徐々に加熱するために試料表面の温度が特に上昇する心配はない。測定原理を図 11¹⁸⁾に示す。周囲と熱平衡状態にある無限平板の表面($x=l$)を均一な光輻射熱流束 H でステップ状に加熱したとする。試料の表面・背面からの輻射熱損失を考慮すると、背面($x=0$)の温度変化は、

$$\frac{\theta(0, t)}{lF} = \frac{1}{a+b} - 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(-\alpha P_n^2 t / l^2)}{P_n \sin P_n (1 + a - 2b/a + P_n^2/a + b/P_n^2 + b^2/a P_n^2)}$$

となる¹⁸⁾。ここで、 $F=H/k$ であり、また a 、 b は試料よりの輻射熱損失パラメータ(無次元量)、 P_n は a と b から計算できる量である。これらの値を評価できれば、

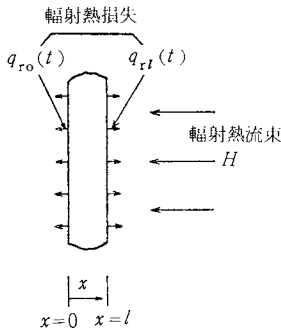


図 11 ステップ加熱法の測定原理¹⁸⁾

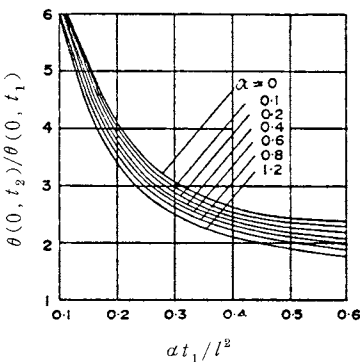


図 12 ステップ加熱法における温度比と $\alpha t_1 / l^2$ との関係¹⁸⁾

二つの異なる時刻 t_1 、 t_2 での $\theta(0, t_1)$ 、 $\theta(0, t_2)$ の比を測定することにより、 F を消去して熱拡散率 α が求められる。図 12 に $t_2/t_1=2$ となるような時間 t_1 、 t_2 における温度比 $\theta(0, t_2)/\theta(0, t_1)$ を $\alpha t_1 / l^2$ に対してプロットした結果が示してある。測定時の α を推定して、相当する曲線より α を求める。小林と熊田¹⁸⁾は、この方法により UO_2 ペレットの熱拡散率を室温から 1000 K までの温度範囲で測定した。

測定上注意すべき点は、照射の均一性など、レーザーフラッシュ法と共通していることが多い。測定時間がフラッシュ法より長いことは熱電対の応答性の上からは有利と思われる。しかし、輻射による熱損失の影響が大きくなる 1000 K 以上の高温域での測定例はあまり知られておらず、今後の検討をまたねばならないであろう。

4.4 温度走査法による測定

この方法は、試料を一定速度で昇温したときに、準定常状態で生ずる試料加熱面(底面)と上面との間に生ずる温度差より連続的に熱拡散率と熱伝導率を求めるもので、内藤ら¹⁹⁾により開発されたものである。測定の原理を図 13 に示す。円筒形試料の側面からの熱損失がなく、一次元問題と考えることのできる場合、試料底面($x=0$)に熱源(加熱ブロック)をおいて一定昇温速度 β で試料が加熱されて昇温し、試料上面($x=l$)から単位時間あたり一定値の熱流 Q が流出するものとする。このとき試料の両面間の温度差 ΔT は、準定常状態において(過渡項を無視して)次の(12)式であらわせる。

$$\Delta T = \frac{l^2 \beta}{2\alpha} + \frac{Ql}{kS} \quad (12)$$

ここで l は試料厚さ、 S は試料断面積である。

図 13 (b) のように試料の上面に銀ブロックをおいてヒートシンクの役割を果たせるようにすると、準定常状態で銀ブロック(質量 M_M 、比熱容量 C_M)は $\beta_M \approx \beta$ で昇温する。したがって(12)式は、

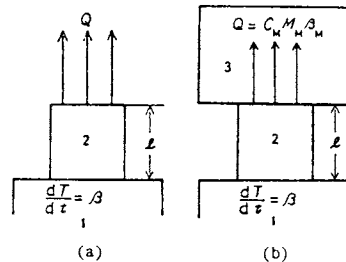


図 13 温度走査法の測定原理¹⁹⁾

1: 加熱ブロック, 2: 試料,
3: ヒートシンク(金属ブロック)

$$\frac{\Delta T}{\beta} = \left(\frac{l^2}{2\alpha} + \frac{C_M M_M l}{kS} \right) \\ = A + C_M M_M \cdot B \quad (13)$$

となるので、 $C_M M_M$ を変えてそれぞれの場合の ΔT を測定し、 $C_M M_M$ に対する $\Delta T/\beta$ を図14のようにプロットすれば、直線の切片と勾配から A 、 B が求められ、これより熱拡散率 α と熱伝導率 k とを求めることができる。

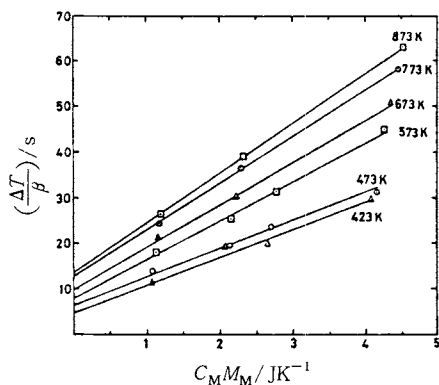


図14 温度走査法におけるヒートシンクの熱容量と $\Delta T/\beta$ との関係¹⁹⁾

以上の議論は、接触熱抵抗と熱損がないときのものであり、実際の測定では熱損を減少させるために銀ブロックとその周囲におかれた断熱シールドとの間の温度差が0となるよう断熱制御をする必要がある。接触熱抵抗を減少させるためには銀ペーストやシリコングリースで接触をよくすることや、あるいは圧着などの試みがなされている。また試料を長くすれば相対的に接触熱抵抗の影響は小さくなるが、逆に熱損による誤差が大きくなる。この接触熱抵抗による誤差と、熱損に起因する誤差を考慮して、その和が最小となるように試料厚さを決めなければならない。

この方法によって、900K程度までの Al_2O_3 ¹⁹⁾や $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ ²⁰⁾の熱伝導率・熱拡散率の測定結果が報告されているが、これ以上の温度範囲では輻射による熱損が大きく、測定は困難になるものと思われる。

(以下次号につづく)

文 献

- 1) R. P. Tye, ed., "Thermal Conductivity", Vol. 1 and 2, Academic Press, London and New York (1969)
- 2) Y. S. Toloukian, C. Y. Ho, ed., "Thermophysical Properties of Matter; The TPRC Data Series", Vol. 1 (1970) and Vol. 10 (1973), IFI/Plenum
- 3) 沢田正三編, "実験物理学講座: 温度と熱", 共立出版(1970)
- 4) J. E. Parrott, A. D. Stuckes, "Thermal Conductivity of Solids", Pion Ltd., London (1975)
- 5) 武藤芳雄, 小林典男, "新実験化学講座・基礎技術 I, 熱・圧力"(日本化学会編) p. 440, 丸善, 東京(1977)
- 6) T. Godfrey, W. Fulkerson, T. G. Kollie, J. P. Moore, D. L. McElroy, *J. Am. Ceram. Soc.* **48**, 297 (1965)
- 7) P. H. Sildes, G. C. Danielson, *J. Appl. Phys.* **25**, 58 (1954)
- 8) M. J. Laubitz, *Can. J. Phys.* **38**, 887 (1960)
- 9) W. Fulkerson, J. P. Moore, D. L. McElroy, *J. Appl. Phys.* **37**, 2629 (1966)
- 10) G. D. Cody, B. Abeles, D. S. Beers, *Trans. Metallur. Soc. AIME* **221**, 25 (1961)
- 11) P. W. Powell, C. Y. Ho, P. E. Liley, "Thermal Conductivity of Selected Materials", p. 71, NSRDS-NBS 8, National Bureau of Standard (1966)
- 12) 高橋洋一, 神本正行, セラミックス **10**, 304 (1975)
- 13) W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, G. L. Abbott, *J. Appl. Phys.* **32**, 1679 (1961)
- 14) 高橋洋一, 村林真行, 神本正行, "熱・温度測定と熱分析, 1974", p. 45, 科学技術社(1974)
- 15) S. Weisenburger, *High Temp.-High Press* **5**, 475 (1973)
- 16) 寺井良平, 堀 誠克, 窯業協会誌 **85**, 140 (1977)
- 17) R. E. Taylor, *High Temp.-High Press* **11**, 43 (1979)
- 18) 小林清志, 熊田俊明, 日本原子力学会誌 **9**, 58 (1967)
- 19) K. Naito, H. Inaba, Y. Noda, *J. Nucl. Sci. Technol.* **13**, 508 (1976)
- 20) Y. Noda, K. Naito, *Netsusokutei* **5**, 11 (1978)