

〈技術レポート〉

繊維質断熱材と耐火材の熱伝導率

浜松研究所 RD部門 大村 高弘

一般的な伝熱理論を述べた後、真空下における断熱材の熱伝導率について解説し、絶対温度の3乗と熱伝導率の関係から、伝導伝熱と放射伝熱が分離できることを示した。そして、これらの理論を使って、ロックウール断熱材における繊維層（フリース）の積層方向と熱流方向の関係が、熱伝導率に与える影響を解析した。また、繊維質断熱材において、真空度が変化した場合、ある真空度で熱伝導率が急激に変化するが、その理由について、繊維間距離と空気の平均自由行程から理論的に説明した。耐火材について、大気圧下と真空下で熱伝導率を測定し、同様の解析手法で、温度と熱伝導率の関係を示した。

1. 緒言

近年、世界的に省エネルギー対策が実施されるようになり、国内でも多種多様な観点から断熱規準が検討されている。弊社は創業以来、断熱材メーカーとして、より高性能な断熱材を開発し、供給することで社会に貢献してきたが、昨今の省エネルギー対策の流れを受けて、さらなる研究開発が必要となり、全社的な取り組みを行っている。その一環として、本稿では最初に伝熱理論の概要について解説し、続いて、代表的な断熱材である繊維質断熱材と耐火材の伝熱メカニズムを実験的・理論的側面から検討した結果について述べる。

2. 伝熱理論

物体中の熱の移動機構を大別すると、伝導伝熱・気体伝熱・対流伝熱・放射伝熱およびこれらの組み合わせとなる。特に、ここで論じようとしている断熱材は、比較的高い気孔率を持つ材質であるため、これら4つの伝熱形態の組み合わせが重要となる。

固体および固体の接触部分を含めた熱伝導率を λ_s ・気体等価熱伝導率を λ_a ・対流等価熱伝導率

を λ_v ・放射等価熱伝導率を λ_r とすれば、断熱材の見かけの熱伝導率（有効熱伝導率） λ_e は、

$$\lambda_e = \lambda_s + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_r \dots\dots\dots (1)$$

で表される。

一方、真空度を十分高くすると、対流、気体伝熱の影響がほとんど無視でき、伝導伝熱と放射伝熱のみとなり、有効熱伝導率 λ_e は、

$$\lambda_e = \lambda_s + \lambda_r \dots\dots\dots (2)$$

と表される。

これら4つの伝熱形態について、以下に簡単に述べる。

2.1 伝導伝熱

温度は、分子の熱的運動の大きさをあらわす指標と考えることができ、温度の異なる2つの物体が接触すると、違った熱的運動をする分子間にエネルギーが伝達することになる。これが伝導伝熱である¹⁾。ここでは、固体を中心とした伝熱という意味で、気体伝熱と区別した。

厚さ d [m]の平板内を、単位面積あたりの熱伝導による伝熱量を Q_s [W/m²]とし、平板の熱伝導率を λ_s [W/(m・K)]、平板の両表面の温度を

θ_1 [°C], θ_2 [°C] とすれば,

$$Q_s = \frac{\lambda_s (\theta_1 - \theta_2)}{d} \dots\dots\dots (3)$$

と表される。

弊社が扱う断熱材のほとんどは、電気絶縁性を有しているため固体内部を伝わる熱は、原子の格子振動によるフォノンの拡散に依存している。 ω : 原子の振動数, $C(\omega)$: 格子の比熱, $\tau(\omega)$: 緩和時間, v : 拡散速度とすると,

$$\lambda_s = \frac{1}{3} \int C(\omega) \cdot \tau(\omega) \cdot v d\omega \dots\dots\dots (4)$$

と表される²⁾。ここで、室温以上の温度域では、緩和時間 $\tau(\omega)$ は,

$$\frac{1}{\tau} \cong 2\gamma^2 \frac{KT}{Mv^2} \frac{\omega}{\omega_D} \dots\dots\dots (5)$$

で近似される。ここで、 γ : Grueneisen 定数であり、熱膨張理論から定義される。また、 k : ボルツマン定数 (1.38×10^{-23} J/K), T : 絶対温度 [K], M : フォノンの有効質量である。(5) 式を (4) 式に代入し、積分すると,

$$\lambda_s \cong \frac{\pi}{2\gamma^2} \left(\frac{k}{h} \right)^3 M \cdot a \frac{\theta_D^3}{T} \dots\dots\dots (6)$$

となる。ここで、 θ_D : デバイの特性温度 (通常数百 K), h : プランク定数 (6.63×10^{-34} J·s), a は格子定数である²⁾。

一方、低温域、特にその物質のデバイ温度より十分低い温度域では、

$$\lambda_s(T) = A \cdot \lambda_0 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \exp \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \dots\dots\dots (7)$$

で表され、ここで、 A は任意定数、 $\lambda_0 = \theta_D \cdot \lambda(T')/T'$ であり、 $\lambda(T')$ は高温における物質固有の伝導の温度に対する関数である²⁾。また、は結晶構造と高い振動数のフォノンの散乱に依存する定数である。さらにモデルを単純化して、フォノンを気体分子運動論にあてはめると、固体の熱伝導率 λ_s は,

$$\lambda_s = \frac{1}{3} C(T) \cdot v \cdot L \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで、 C : 比熱 (絶対温度 T の3乗に比例), v : 拡散速度, L : フォノンの平均自由行程である。

(6), (7) 式から伝導伝熱は、高温 ($T > \theta_D$) では温度に反比例し、低温 ($T \ll \theta_D$) では温度の3乗に比例することがわかる。

2.2 気体伝熱

静止気体の熱伝達を意味し、主として分子同士の衝突によりエネルギーが伝達され、分子の平均自由行程が伝熱の支配因子となる。気体分子運動論によれば、気体の熱伝導率 λ_a は,

$$\lambda_a = \frac{m c v N L}{3} \dots\dots\dots (9)$$

で表される。ここで、 m : 分子の質量, N : 分子数, c : 比熱, v : 分子の平均速度, L : 分子の平均自由行程である。

2枚の平行平板間 (距離 d [m]) における単位面積・単位時間あたりに伝達する熱量を Q_a [W/m²] とし、平板間の気体等価熱伝導率を λ_a [W/(m·K)], 平板の両表面の温度を θ_1 [°C]・ θ_2 [°C] とすれば,

$$Q_a = \frac{\lambda_a (\theta_1 - \theta_2)}{d} \dots\dots\dots (10)$$

と表される。

2.3 対流伝熱

熱エネルギーを持っている物質が移動することで、物質とともにエネルギーが移動する。これが対流伝熱である。対流伝熱には自然対流伝熱と強制対流伝熱があり、重力場において、流体内の温度分布の差により密度差が生じた場合、重力によって流体が移動し、熱が伝達されることを自然対流という。一方、管の中の流体をポンプで移動させたり、容器の中の流体を攪拌することで、流体の移動を行わせるような、重力とは無関係に機械的に流体が移動されることによる対流伝熱を強制対流伝熱という¹⁾。

2枚の平行平板間 (距離 d [m]) における単位面

積あたりの対流伝導による伝熱量を Q_v [W/m²] とし、平板間の対流等価熱伝導率を λ_v [W/(m · K)], 平板の両表面の温度を θ_1 [°C], θ_2 [°C] とすれば,

$$Q_v = \frac{\lambda_v (\theta_1 - \theta_2)}{d} \dots\dots\dots (11)$$

と表される。

2.4 放射伝熱

固体・液体およびある種の気体は、熱エネルギーを電磁波として放射する。放射された電磁波は相互に離れている他の物質に受けとられて、再び熱エネルギーになる。これが放射伝熱である。

2枚の平行平板間（距離 d [m]）における、単位面積あたりの放射伝導による伝熱量を Q_r [W/m²] とし、平板の放射等価熱伝導率を λ_r [W/(m · K)], 平板の両表面の温度を θ_1 [°C], θ_2 [°C] とすれば,

$$Q_r = \frac{\lambda_r (\theta_1 - \theta_2)}{d} \dots\dots\dots (12)$$

と表される。一方で熱力学によれば、放射による伝熱量 Q_r は,

$$Q_r = \varepsilon C_b \left\{ \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right\} \dots\dots\dots (13)$$

と表され、ここで、 T_1 と T_2 は、 θ_1 と θ_2 の絶対温度 [K], C_b は完全黒体の放射定数 [W/(m² · K⁴)] であり ($C_b =$ ステファン-ボルツマン定数 $\sigma_s \times 10^8 = 5.67$ W/m²K⁴), ε は2平板表面の有効放射率である。 ε_1 , ε_2 を2枚の平板のそれぞれの表面の放射率とすれば,

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \dots\dots\dots (14)$$

の関係がある³⁾。

(12), (13) 式より、放射等価熱伝導率は,

$$\lambda_r = \frac{\varepsilon C_b \left\{ \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right\} d}{\theta_1 - \theta_2} \dots\dots\dots (15)$$

となり、平板間の距離 d の関数となる。

(15) 式より、放射による等価熱伝導率は、試験体の絶対温度と平板間距離 d の関数となることがわかる。

3. 真空下での熱伝導率

次に、真空下に存在する断熱材の熱伝導率について述べる。

3.1 真空度と熱伝導率

(9) 式に示したように気体分子運動論によれば、気体の熱伝導率 λ_a は,

$$\lambda_a = \frac{m c v N L}{3}$$

で表される。また分子の平均自由行程 L は、 σ を衝突断面積とすれば,

$$L = \frac{1}{\sqrt{2} \pi N \sigma^2} \dots\dots\dots (16)$$

であり、これを (9) 式に代入すると熱伝導率 λ_a は,

$$\lambda_a = \frac{m c v}{3 \sqrt{2} \pi \sigma^2} \dots\dots\dots (17)$$

となり、分子数 N が消去され、気体の熱伝導率 λ_a が気体の圧力に依存しないことがわかる⁶⁾。ところが空隙を持つ断熱材では、大気圧下から徐々に減圧した場合、平均自由行程 L と空隙のサイズが一致するようになり、その後平均自由行程は空隙サイズより大きくなる。この様な状態では (16) 式が成立しなくなり、(9) 式において $L =$ 一定として、 λ_a は分子数 N に依存するようになる。

従って、断熱材を減圧して熱伝導率を測定した場合、ある圧力下で、熱伝導率は分子数 N すなわち圧力に比例して低下するようになる。しかし、その後さらに減圧を続けると、気体による伝熱は、固体や放射による伝熱に比べ無視できるほど小さくなり、試験体としての有効熱伝導率は伝導伝熱と放射伝熱によるものだけになる。

3.2 気体伝熱を無視する真空度

(十分な真空度) における熱伝導率

一般的に、気体伝熱を無視する真空度 (十分な真空度) での熱伝導率 λ_v は、(2) 式に示すように、固体の熱伝導率 λ_s と放射の等価熱伝導

率 λ_r ((15) 式) の和となり、

$$\lambda_v = \lambda_s + \lambda_r$$

と表される。また (15) 式は、単位長さあたりの放射の減衰係数 E/d と屈折率 n を使って、

$$\lambda_r = \frac{16n^2 \sigma_s T^3}{3E} \cdot d \dots\dots\dots (18)$$

と表すことができる⁵⁾。ここで、 T ：絶対温度 [K]、 d ：放射面間の距離、 E ：放射面に存在する物質による放射強度の減衰率である。

λ_s が温度にほとんど影響されないとすれば、(2)、(18) 式より、真空下での熱伝導率 λ_v は、温度 T の 3 乗及び距離 d に比例することがわかる。

4. 繊維質断熱材の熱伝導率

繊維質断熱材には、ロックウール・アルミナシリカブランケット・グラスウール等、様々な種類のものがあり、建築材料・工業用炉材・宇宙産業・電力産業等、広い分野で使用されている。特に近年、真空断熱材として使用されるケースが多くなり、真空にした断熱層の補強材や宇宙空間での使用を想定したものなどの需要が増え、それらの熱伝導率を測定する要求が高まってきた。弊社ではこれらの要求に応えるため、7年ほど前から周期加熱法による真空下での熱伝導率測定について研究を行ってきた^{6~9)}。ここでは、そこで得られた結果の一端について述べる。

先にも述べたように、真空下では気体・対流による伝熱が無視されるようになり、伝導伝熱と放射伝熱のみとなる。従って、(2)、(18) 式より、熱伝導率と絶対温度の 3 乗に対するプロットが直線関係を示し、その傾きが放射伝熱を表し、切片が伝導伝熱を表すことになる。(6) 式に示したように、固体の熱伝導率は絶対温度に反比例するが、放射による等価熱伝導率は (15) 式に示すように、絶対温度の 3 乗に比例する。従って高温になればなるほど、放射による影響が支配的となり、伝導伝熱を温度に対して一定と見なせるようになる。

図 1 に示す様に、繊維層 (フリース) の積層方向を 90 度変えたロックウール断熱材 (密度：240kg/m³) を作製し、熱流方向に対するフリースの方向が、熱伝導率にどのような影響を与える

かを検討した⁸⁾。図 2 に、それぞれの試験体の大気圧下および真空下における測定結果を示す。両者とも温度が高くなるにしたがい、熱伝導率が大きくなっており、放射伝熱の影響を受けていることがわかる。

図 3 に、絶対温度の 3 乗を横軸にとった真空下におけるロックウール断熱材の熱伝導率を示す。最小 2 乗法を使って、それぞれの試験体の温度の 3 乗 (η) と熱伝導率 λ の近似直線を求めると、

平行タイプ (熱流に対しフリースが平行)

$$\lambda = 9.99 \times 10^{-5} \eta + 0.0343 \dots\dots\dots (19)$$

垂直タイプ (熱流に対しフリースが垂直)

$$\lambda = 6.66 \times 10^{-5} \eta + 0.0097 \dots\dots\dots (20)$$

となる。垂直タイプの試験体は平行タイプのそれに比べ、切片も傾きも小さくなっており、フリースを熱流方向に対し垂直に積層することで、伝導伝熱と放射伝熱がともに低減されていることがわかる。特に、伝導伝熱の低減降下が大きく、繊維

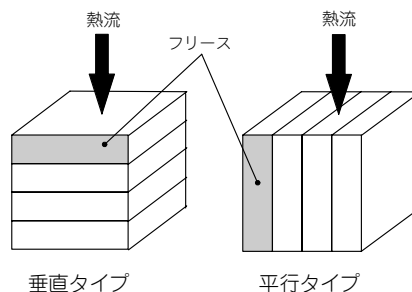


図 1 フリースの積層方向を変えたロックウール断熱材

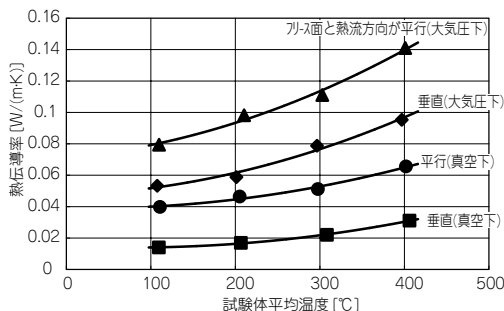


図 2 ロックウール断熱材 (240kg/m³) の熱伝導率

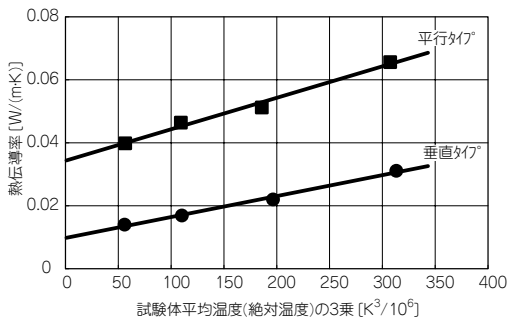


図3 絶対温度の3乗に対する真空下(2Pa)での熱伝導率

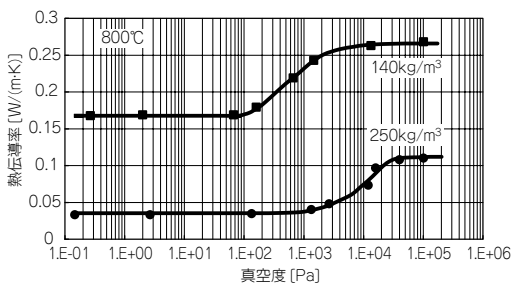


図4 アルミナ・シリカ系繊維質断熱材の熱伝導率

の配向性が伝導伝熱に及ぼす影響が大きいことを示している。

図4に、800℃における真空度を変えた場合の、アルミナシリカ系繊維質断熱材（密度：140kg/m³と250kg/m³）の熱伝導率変化を示す^{4,6)}。ある真空度を境に、熱伝導率の急激な低下傾向が認められる。

一般的に、繊維質断熱材のような空隙を持った材料の熱伝導率は、内部圧力を下げていくと、ある時点で急激に小さくなることが知られている。これは気体を減圧し続けると、いずれ気体の平均自由行程が空隙のサイズと一致するようになるためである。

今回の試験体について、簡単なモデルを使って空隙のサイズ χ を計算し、空気平均自由行程と比較する。図5に示すように、理想的に繊維が配向していると仮定し、試験体の高密度 ρ と繊維径 d 、繊維の真密度 ν から空隙のサイズを次式で計算する。

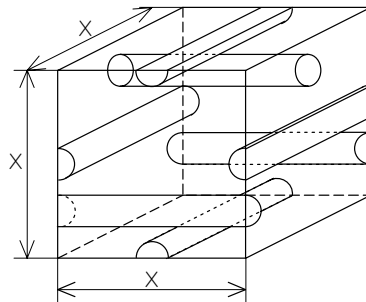


図5 繊維の配向モデル

$$\chi = \sqrt{\frac{\pi \nu d^2}{\rho}} \dots\dots\dots (21)$$

繊維の真密度を $\nu = 2,900\text{kg/m}^3$ 、平均繊維径を $d = 4\mu\text{m}$ とすると、

$$\begin{aligned} \rho = 250\text{kg/m}^3 \text{ の時 } \chi &= 2.4 \times 10^{-5} \text{ m} \\ \rho = 140\text{kg/m}^3 \text{ の時 } \chi &= 3.2 \times 10^{-5} \text{ m} \end{aligned}$$

となる^{4,6)}。

一方、図4に示す温度付近の平均自由行程 L を次式¹⁰⁾

$$L = 2.27 \times 10^{-5} \theta / P \text{ [m]} \dots\dots\dots (22)$$

を使って求めると、表1のようになる。ここで、 θ ：温度 [K]、 P ：圧力 [Pa] である。

密度 140kg/m^3 の繊維質断熱材に関しては、上記計算結果 χ と表1の1,000Pa前後の平均自由行程がほぼ一致しており、熱伝導率の急激な変化を説明できるが、 250kg/m^3 に関しては、十分な一致を得ることはできなかった。この理由は、繊維質断熱材の繊維配向状態にあると考えられ、密度が高くなるほど、圧縮の度合いが高くなり、配向が強くなって図5に示すような理想的な空隙モデルから乖離するためであると考えられる。

また、この熱伝導率の急激な変化の立ち上がりがそれほどシャープでないのは、実際の断熱材中には、様々なサイズの空隙が存在しているためと考えられる。

5. 耐火材の熱伝導率

近年、ゴミ等の焼却施設については、社会的関

表1 空気の平均自由行程

真空度 [Pa]	平均自由行程 [m]		
	300	500	800
1.01×10^5	1.3×10^{-7}	1.7×10^{-7}	2.4×10^{-7}
1×10^4	1.3×10^{-6}	1.7×10^{-6}	2.4×10^{-6}
1×10^3	1.3×10^{-5}	1.7×10^{-5}	2.4×10^{-5}
1×10^2	1.3×10^{-4}	1.7×10^{-4}	2.4×10^{-4}
1×10^1	1.3×10^{-3}	1.7×10^{-3}	2.4×10^{-3}

心が非常に高くなっており、様々な研究がなされている。焼却施設の主要な構成要素の一つに、炉内部のライニング材として使用される耐火材があり、焼却炉を設計する上で、その熱物性値、特に熱伝導率を知ることが重要である。ここでは、代表的な耐火材の熱伝導率を、大気圧下と真空下で測定した結果について示す。

図6に、100～1,300℃における耐火レンガ（密度：560kg/m³）の大気圧下と真空下（2Pa）の熱伝導率を示す⁹⁾。また、図7には、温度（絶対温度）の3乗（ η ）に対する熱伝導率 λ の変化を示す。プロットは直線となり、次の回帰式が得られた。

$$\lambda = 3.57 \times 10^{-5} \eta + 0.1066 \dots\dots\dots (23)$$

(23) 式は、繊維質断熱材の場合（(19) , (20) 式）に比べ傾きが小さく、切片が大きくなっている。これは耐火レンガの場合、密度が高いため放射伝熱が抑制され、伝導伝熱が増大するためと考えられる。

6. おわりに

熱伝導に関する一般的な理論を述べ、その応用として大気圧下と真空下における断熱材・耐火材の熱伝導率の挙動を解析した。特に、真空下における熱伝導率と温度の3乗の関係式から、伝導伝熱と放射伝熱を分離し、断熱材や耐火材の内部構造、特に嵩密度と伝熱の関係を推察した。

本稿が、読者諸氏の参考となれば幸いである。

参考文献

- 1) 大学演習，伝熱工学，内田秀雄編，裳華房，p.1 (1969)
- 2) Thermal Conductivity, Vol. 1, R.P. Tye, Academic Press・London and New York, p. 45-60 (1969)

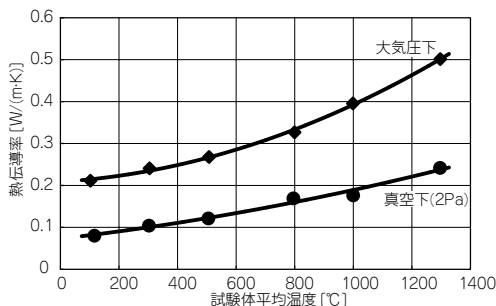


図6 耐火レンガの熱伝導率

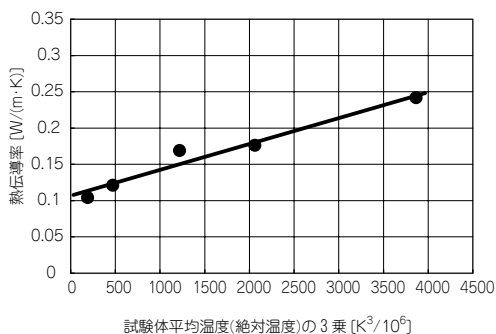


図7 耐火レンガ（513kg/m³）の温度の3乗に対する熱伝導率（真空度2Pa）

- 3) 省エネルギーのための保温入門：日本熱エネルギー技術協会発行，p. 69 (1978)
- 4) 大村高弘：ニチアス技術時報，p. 12-17, No. 3 (1996)
- 5) Buttner, D., et al. : High Temperatures-High Pressures, Vol. 18, p. 537-543 (1986)
- 6) T. Ohmura, M. Tsuboi : Netsu Bussei 13 [4] p. 264-270 (1999)
- 7) T. Ohmura, Y. Takita : 16th Japan Symposium on Thermophysical Properties, B310, p. 385 (1995)
- 8) T. Ohmura, M. Nakayama : 18th Japan Symposium on Thermophysical Properties, B221, p. 229 (1997)
- 9) T. Ohmura, T. Hara, T. Yamagishi : 19th Japan Symposium on Thermophysical Properties, B125, p. 199 (1998)
- 10) J.P.ホルマン；伝熱工学，ブレイン図書出版，p. 454 (1996)

筆者紹介



大村 高弘

浜松研究所 RD部門 副主任研究員