

短線加熱法による極微細単線の半球全放射率測定

藤原, 誠之
九州大学大学院総合理工学部研究科

張, 興
九州大学機能物質科学研究所

藤井, 丕夫
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/7896>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 12 (2), pp.99-105, 1998-12-25. 九州大学機能物質科学研究所
バージョン :
権利関係 :



短線加熱法による極微細単線の半球全放射率測定

藤原 誠之*・張 興・藤井 丕夫

Short-Hot-Wire Method for Measuring Total Hemispherical Emissivity of a Fine Fiber

Seiji FUJIWARA, Xing ZHANG and Motoo FUJII

In this paper, a new short-hot-wire method for measuring total hemispherical emissivity of a fine fiber is proposed. This method is based on the theoretical solution of one dimensional steady heat conduction along the hot-wire and fiber. The hot-wire generates an uniform heat flux by supplying constant electric current, and both ends of wire are maintained initial temperature. Fiber is attached to the center area of two hot-wires. By using short-hot-wire technique, the fiber temperatures at the attached points and heat rates to the fiber from the hot-wires can be accurately obtained when the average temperature and heat rate of the hot wires are measured. Therefore, the emissivity of fiber can be easily estimated. According to the theoretical analysis, this method can obtain emissivity in the range of 0.1 to 1.0 within an error of $\pm 1\%$ for the fiber of $10\mu\text{m}$ in diameter.

1. 緒言

近年、炭素繊維素材などの超高熱伝導率で極微細な機能性線材が開発されている⁽¹⁾⁽²⁾。これらの線材は、その特性ゆえにヒートシンク等としての様々な産業的用途が考えられる。しかし、このような線材を、特に高温域あるいは宇宙環境におけるヒートシンク材として適用する場合、放射による放熱が支配的となり、その線材の放射率が重要な熱物性値となってくる。

放射率の測定法としては、(1) 試料自体が放射する放射輝度あるいは反射率を測定して放射率を求める光学的手法と(2) 試料表面から放射で失われる熱量を測定することによって半球全放射率を測定する熱量測定法がある。さらに、熱量測定法に関しては、定常法と非常法に分けられる。光学的手法を本研究対象のように極微細な線材(数 μm ~数十 μm)の放射率測定に適用する場合、放射計の空間分解能の制限により、測定が困難となってくる。一方、熱量測定法の場合、高精度な熱量および温度計測が必要となる。

過去の線材に対する放射率の測定に関する研究としては、精巧な手法で測温用熱電対からの熱損失低減を図った非常法によるものが見られる⁽³⁾。しかし、非常法の場合、その測定法の原理から測定試料の熱容量が必要となり、熱容量が未知の試料に関しては適用することができない。また、上記の研究における熱損失低減の手法は、直径1[mm]、長さ50[mm]程度の線材に対しては定常法にも適用できると考えられるが、本研究で対象とする極微細線(直径数 μm ~数十 μm)の測定への適用は困難である。

本研究は、以上の背景を踏まえ、比較的簡便な測定装置で極微細単線そのものの放射率を測定する新たな方法を開発することを目的とする。本報では提案する測定法の特長および精度について理論的に検討した結果を報告する。

使用記号

B_i : ビオー数, 式(6)
 B_1, B_2 : 式(12)
 C_1, C_2 : 式(12)
 D_1, D_2 : 式(12)
 h_r : 放射熱伝達率

受理日 1998年11月10日

*九州大学大学院総合理工学部研究科

L	:アスペクト比(= l/r_h)
l	:熱線および試料線材の長さ
m_f	:式(8)
m_{h1}, m_{h2}	:式(8)
q_v	:単位体積あたりの発熱量
R_c	:熱伝導率比, 式(5)
R_d	:半径比, 式(5)
R_i	:初期温度測定時の熱線部の電気抵抗値
R_{t_0}	:0℃における熱線部の電気抵抗値
r	:半径方向座標
S	:測定部の感度(= $dT_v/d\lambda$)
S_1, S_2	:式(13)
T	:温度
T_v	:体積平均温度
t	:時間
U, V	:式(13)
X	:無次元長さ方向座標
x	:長さ方向座標
β	:抵抗の温度係数
λ	:熱伝導率
σ	:ステファンボルツマン定数
θ	:無次元温度, 式(6)
θ_v	:無次元体積平均温度

添 字

f	:試料細線
h	:熱線
$h1$:熱線部 I
$h2$:熱線部 II

2. 測定原理

Fig. 1に極微細線の放射率測定部の物理モデルを示す。測定部は一様体積発熱をする熱線 A、B と測定試料細線から構成されている。試料細線は、熱線 A および B の中央に取り付けてあり、熱線 A、B を直接通電加熱することにより、測定試料へ熱量を加える。ここで、熱線 A と試料細線の接続点の温度と熱線 B と試料細線の接続点の温度は等しいとする。この場合、熱線 A から試料細線へ加えられる熱量と熱線 B から加えられる熱量は等しくなり、測定を真空チャンバの中で行えば、試料に加えられる熱量はすべて放射により試料細線から放熱される。

本測定法の原理は、Fig. 1の測定系において、熱線を一様発熱させた場合の熱線の体積平均温度に関する定常熱伝導の理論解と測定により得られる熱線の体積平均温度上昇の定常値を比較することにより、測定試料である極微細単線の放射率を求めるものである。なお、この方法は先に提案した極微細線の熱伝導率の測定⁽⁴⁾原理を放射率が測定可能なように修正したもので、試料細線の熱伝導率の影響を小さくするために、試料細線の両端に熱線が設置されている。

熱線としては、白金細線が考えられる。白金細線を用いた場合、直接通電により一様な体積発熱が得られ、しかも白金は温度に対する電気抵抗値の依存性が非常に優れているため、高精度な温度計測（絶対値としては±0.01K以内）が可能である。白金細線（熱線）の体積平均温度 T_v は、通電加熱時の白金細線部の電気抵抗値 R_i を測定することにより、次式で算出される。

$$T_v = \frac{1}{\beta} \left(\frac{R_i}{R_{t_0}} - 1 \right) \quad (1)$$

ここで、 R_{t_0} は0℃での白金細線の電気抵抗値、 β は温度係数 [1/K] であり、あらかじめ検定して求めておく。

このように、本測定法では試料細線への加熱源、熱量および温度センサとして白金細線を用い、加熱量と温度計測を高精度に行なうことにより、従来から困難とされてきた極微細な線材の放射率の測定を試みる点に特長がある。しかも、測定試料の加熱、温度測定、支持を同一の熱線で行うことにより、熱損失による誤差要因の低減が可能となる。

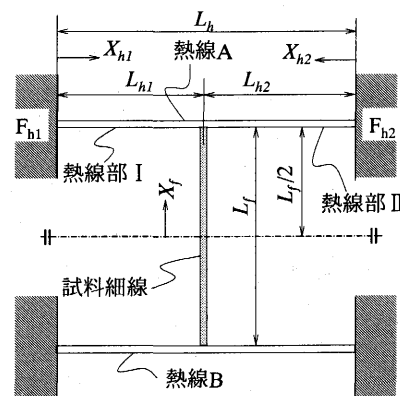


Fig. 1 Physical model.

3. 理論解析

3.1 基礎式

Fig. 1 に示す測定部モデルについて熱伝導の理論解析を行う。Fig. 1 において、熱線 A と試料細線の接続点の温度と熱線 B と試料細線の接続点の温度は等しいことから、試料細線の中央（一点鎖線）で断熱条件を考えたモデルとなり、一点鎖線より上側の試料細線と熱線 A に関してのみ考える。

図において、熱線 A の試料細線取付け部より左側を熱線部 I、右側を熱線部 II と呼ぶことにする。

熱線を取り付けるフレーム F_{h1} 、 F_{h2} （リード端子）は、熱線および試料細線と比して熱容量が十分に大きいため、熱線加熱後もこの部分の温度は初期温度 T_0 に保たれる。

熱線および試料の半径方向の温度分布を無視し、フレームへの熱線取り付け位置および試料細線の中央を原点として軸方向に座標をとると、熱線部 I、II および試料細線に対する無次元の熱伝導方程式は次式で与えられる。

熱線部 I に対して

$$\frac{\partial^2 \theta_{h1}}{\partial X_{h1}^2} - 2Bi_{h1} \cdot \theta_{h1} + \frac{1}{R_c} = 0 \quad (2)$$

熱線部 II に対して

$$\frac{\partial^2 \theta_{h2}}{\partial X_{h2}^2} - 2Bi_{h2} \cdot \theta_{h2} + \frac{1}{R_c} = 0 \quad (3)$$

試料細線部に対して

$$\frac{\partial^2 \theta_f}{\partial X_f^2} - 2R_c R_d Bi_f \cdot \theta_f = 0 \quad (4)$$

ここで、パラメータ R_c は試料細線に対する熱線の熱伝導率の比、 R_d は試料細線に対する熱線の半径比であり、次式で定義される。

$$R_c = \frac{\lambda_h}{\lambda_f}, \quad R_d = \frac{r_h}{r_f} \quad (5)$$

また、無次元温度 θ 、ビオ一数 Bi および座標 X は、それぞれ次式で定義される。

$$\theta = \frac{T - T_0}{q_v r_h^2}, \quad Bi = \frac{h_r \cdot r_h}{\lambda_f}$$

$$X_{h1} = \frac{x_{h1}}{r_h}, \quad X_{h2} = \frac{x_{h2}}{r_h}, \quad X_f = \frac{x_f}{r_h} \quad (6)$$

Bi の中に含まれる熱伝達率は、放射による等価な熱伝達率であり、試料細線および熱線の表面積は周囲（真

空チャンバ壁）の面積と比較して十分に小さいため、次式で近似できる。

熱線に対して

$$h_{r,h} = \epsilon_h \sigma (T_{vh}^2 + T_\infty^2) (T_{vh} + T_\infty) \quad (7)$$

試料細線に対して

$$h_{r,f} = \epsilon_f \sigma (T_{vf}^2 + T_\infty^2) (T_{vf} + T_\infty) \quad (8)$$

ここで、 $\sigma (=5.67 \times 10^{-8} [\text{W}/\text{m}^2\text{K}^4])$ はステファンボルツマン定数である。

境界条件は以下の通りである。

$$\theta_{h1} = \theta_{h2} = 0; \quad X_{h1} = X_{h2} = 0$$

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial X_f} = 0; \quad X_f = 0$$

$$\theta_{h1} = \theta_{h2} = \theta_f; \quad X_{h1} = L_{h1}, \quad X_{h2} = L_{h2}, \quad X_f = L_f/2 \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial \theta_f}{\partial X_f} \right|_{X_f=L_f} = -R_c R_d \left[\left. \frac{\partial \theta_{h1}}{\partial X_{h1}} \right|_{X_{h1}=L_{h1}} + \left. \frac{\partial \theta_{h2}}{\partial X_{h2}} \right|_{X_{h2}=L_{h2}} \right]$$

3.2 解析解

ここでは式 (2) ~ (4) に示した熱伝導方程式の定常解について示しておく。

$$m_{h1} = \sqrt{2Bi_{h1}}, \quad m_{h2} = \sqrt{2Bi_{h2}}$$

$$m_f = \sqrt{2R_c R_d Bi_f} \quad (10)$$

とおき、式 (2)、(3)、(4) に式 (9) の境界条件を適用すると、定常時の局所温度は以下のように求められる。

$$\theta_{h1} = B_1 e^{m_{h1} X_{h1}} + B_2 e^{-m_{h1} X_{h1}} + \frac{1}{2R_c Bi_{h1}} \quad (11)$$

$$\theta_{h2} = C_1 e^{m_{h2} X_{h2}} + C_2 e^{-m_{h2} X_{h2}} + \frac{1}{2R_c Bi_{h2}} \quad (12)$$

$$\theta_f = D_1 e^{m_f X_f} + D_2 e^{-m_f X_f} \quad (13)$$

$$B_1 = \frac{\left\{ 2D_1 \cosh \left(m_f \frac{L_f}{2} \right) + U_1 (e^{-m_{h1} L_{h1}} - 1) \right\}}{2 \sinh (m_{h1} L_{h1})}$$

$$B_2 = -B_1 - U_1$$

$$C_1 = \frac{\left\{ 2D_1 \cosh \left(m_f \frac{L_f}{2} \right) + U_2 (e^{-m_{h2} L_{h2}} - 1) \right\}}{2 \sinh (m_{h2} L_{h2})} \quad (14)$$

$$C_2 = -C_1 - U_2$$

$$D_1 = \frac{2B_1 \sinh (m_f L_f) + U (1 - e^{m_{h2} L_{h2}})}{2 \sinh (m_{h2} L_{h2})}$$

$$D_2 = D_1$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 S_1 &= 2\sinh\left(m_f \frac{L_f}{2}\right) - 2\cosh\left(m_f \frac{L_f}{2}\right) \left\{ V_1 \coth(m_{h1} L_{h1}) \right. \\
 &\quad \left. + V_2 \coth(m_{h2} L_{h2}) \right\} \\
 S_2 &= U_1 V_1 \left\{ \coth(m_{h1} L_{h1}) (e^{-m_{h1} L_{h1}} - 1) + e^{-m_{h1} L_{h1}} \right\} \\
 &\quad + U_2 V_2 \left\{ \coth(m_{h2} L_{h2}) (e^{-m_{h2} L_{h2}} - 1) + e^{-m_{h2} L_{h2}} \right\} \quad (15) \\
 U_1 &= \frac{1}{2R_c \cdot Bi_{h1}}, \quad U_2 = \frac{1}{2R_c \cdot Bi_{h2}} \\
 V_1 &= -\sqrt{R_c \cdot R_d^3 \cdot \frac{Bi_{h1}}{Bi_f}}, \quad V_2 = -\sqrt{R_c \cdot R_d^3 \cdot \frac{Bi_{h2}}{Bi_f}}
 \end{aligned}$$

また、熱線の体積平均温度 θ_{vh} は次式により求まる。

$$\begin{aligned}
 \theta_{vh} &= \frac{1}{L_h} \int_0^{L_h} \theta_h dX \\
 &= \frac{1}{L_{h1} + L_{h2}} \left(\int_0^{L_{h1}} \theta_{h1} dX_{h1} + \int_0^{L_{h2}} \theta_{h2} dX_{h2} \right) \\
 &= \frac{1}{L_{h1} + L_{h2}} (L_{h1} \theta_{vh1} + L_{h2} \theta_{vh2}) \quad (16) \\
 \theta_{vh1} &= \frac{1}{L_{h1} m_{h1}} \left\{ B_1 (e^{m_{h1} L_{h1}} - 1) - B_2 (e^{-m_{h1} L_{h1}} - 1) \right\} + \frac{1}{2R_c Bi_{h1}} \\
 \theta_{vh2} &= \frac{1}{L_{h2} m_{h2}} \left\{ C_1 (e^{m_{h2} L_{h2}} - 1) - C_2 (e^{-m_{h2} L_{h2}} - 1) \right\} + \frac{1}{2R_c Bi_{h2}}
 \end{aligned}$$

3.3 試料細線の放射率の算出

本測定手法によって実際に極微細線の放射率を測定する際の手順について述べる。

まず、Fig. 1 における熱線 A と試料細線の取り付け部の温度と熱線 B と試料細線の取り付け部の温度が等しくなるよう熱線 A、B を通電加熱し、熱線温度が定常になった後、熱線 A の体積平均温度 T_{vh} と体積発熱量 q_v を測定する。一方、式(2)～(4)の基礎式を見ると、熱線に関する Bi_h は測定結果 T_{vh} と式(7)により求まる(熱線は白金線のため、 ε_h は既知あるいは事前に校正で求めておく。)が、 Bi_f は、式(8)より試料細線の体積平均温度 T_{vf} の関数となっているため、一意的に ε_f の解が求まらない。したがって、測定試料の放射率 ε_f は、式(16)による θ_{vh} と測定結果 T_{vh} より得られる無次元体積平均温度が一致するまでニュートン法による繰り返し計算を行って求める。ここで、 ε_f の算出をする際、測定データに対しフィッティング等の手法を用いないため、得られた測定デー

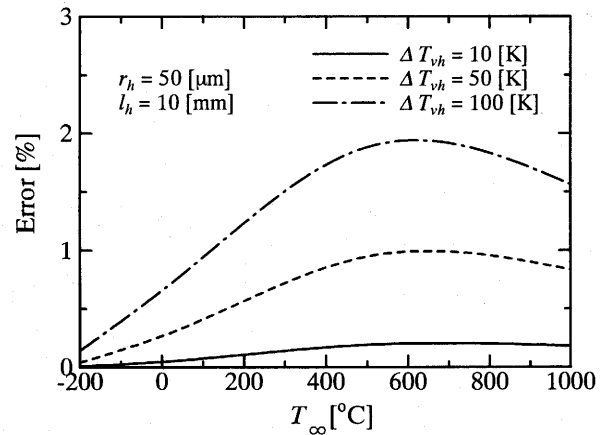


Fig. 2 Error of approximate analysis.

タ (T_{vh} , q_v) から ε_f を求める上ではニュートン法の収束精度以内の精度で求まる。

4. 測定精度の検討

これまで、極微細線の放射率 ε_f を求めるための理論と ε_f の算出手法について述べてきた。ここでは、理論で得た式(16)より、本測定法で ε_f を測定する際の原理的な測定精度について検討する。

まず、式(11)～(14)および式(16)の解析精度について述べる。式(16)は、式(2)～(4)において、 Bi 数(放射熱伝達率)を式(7)、(8)に示すように熱線および試料細線の体積平均温度で近似することにより求めた解である。しかし、厳密には基礎式(2)～(4)の中には熱線および試料細線の局所的な放射による伝熱の項 $\varepsilon \sigma (T^4 - T_\infty^4)$ が含まれている。厳密な基礎式に対して解析解を求めるのは非常に困難であるため、差分により数値解を求め、この数値解と式(11)～(14)および式(16)による解を比較することにより式(7)、(8)に示した近似による解析解の妥当性について検討する。なお、解析対象としては比較を簡略化するため、試料細線に関しては無視し、真空中で一樣体積発熱する熱線(材質:白金、直径:100 μ m、長さ:10mm)について解析した結果について示す。

Fig. 2 に環境温度 T_∞ に対する熱線の体積平均温度の解析解と差分による数値解の誤差を示す。計算における体積発熱量 q_v は、解析解において体積平均温度上昇 $T_v=10, 50, 100$ [K] となる q_v を求め、この q_v を用いて差分の計算を行った。

解析誤差は、熱線の体積平均温度上昇が高いほど大き

く、また、環境温度が高くなるにつれて誤差は増大し、環境温度 600℃近辺で誤差の極値を持つ特性となっている。しかし、解析誤差としては最大でも2 [%]以内に収まっており、本測定法の原理的な測定精度を評価するうえでは十分な精度と考えられる。

Figs. 3~5 に式(16)により試料細線の放射率と熱線体積平均温度の関係を計算した結果を示す。計算条件は以下に示す通りである。

環境温度 $T_{\infty}=25$ [°C]

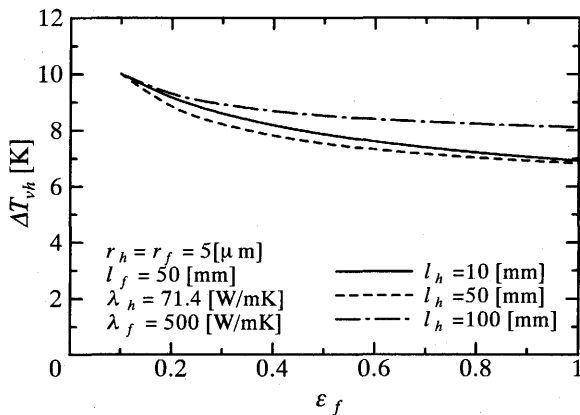


Fig. 3 ΔT_{vh} vs. ϵ_f at different lengths of hot wires.

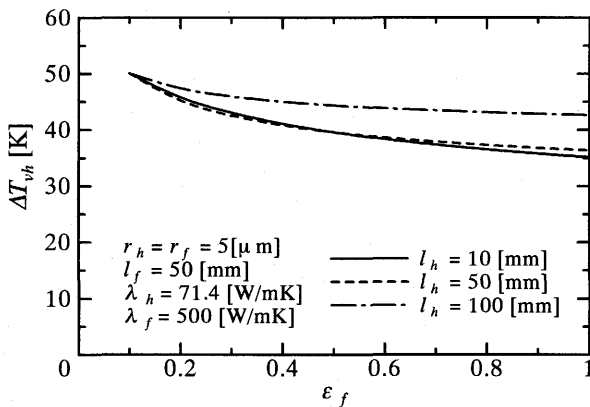


Fig. 4 ΔT_{vh} vs. ϵ_f at different lengths of hot wires.

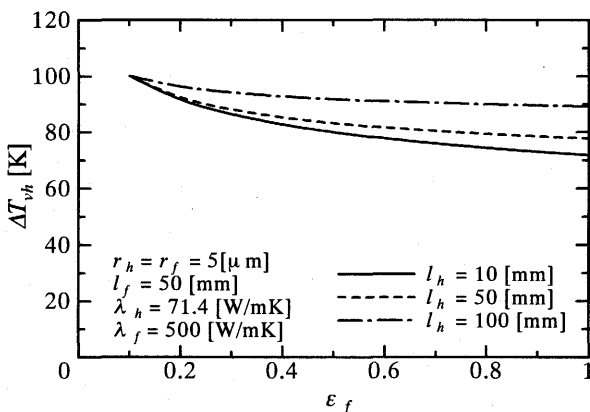


Fig. 5 ΔT_{vh} vs. ϵ_f at different lengths of hot wires.

熱線: $r_h=5$ [μm], $\epsilon_h=0.1$, $\lambda_h=71.4$ [W/mK] (白金)

試料細線: $r_f=5$ [μm], $l_f=50$ [mm]

$\epsilon_f=0.1$, $\lambda_f=500$ [W/mK]

熱線の体積発熱量 q_v は $\epsilon_f=0.1$ のとき熱線の体積平均温度上昇 ΔT_{vh} が 10, 50, 100 [K] となるよう設定し、 q_v を一定として ϵ_f を変化させて計算を行った。つまり、同一発熱量において ϵ_f が ΔT_{vh} に与える影響を調べたものである。

いずれの図においても、 ϵ_f が大きくなるにつれ試料細線からの放射による放熱が増大し、 ΔT_{vh} が低下している。つまり、加熱量と熱線の体積平均温度を測定すれば、試料細線の放射率が求まる。Figs. 3~5 を比較すると、熱線の温度上昇量(熱線加熱量)が高いほど ϵ_f の変化による ΔT_{vh} の変化が大きくなっている。測定精度は、 ϵ_f の変化による ΔT_{vh} の変化の割合(感度)が大きいほど高いため、温度上昇量を高くすることにより測定精度の向上を図れることが分かる。

また、熱線の長さ l_h の影響について見てみると、熱線の温度上昇量が 10 [K] (Fig. 3) のときは ϵ_f が 0.4 以下

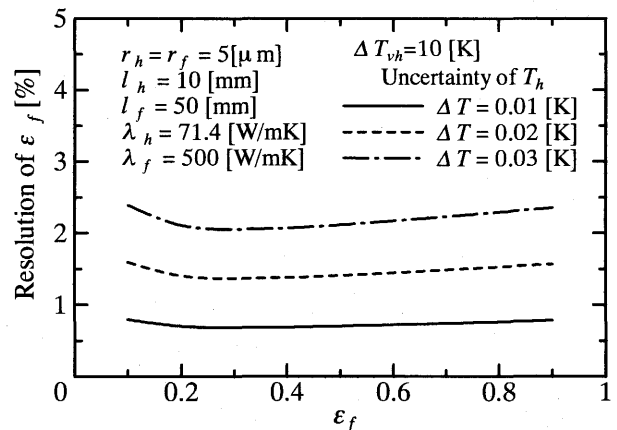


Fig. 6 Resolution of ϵ_f .

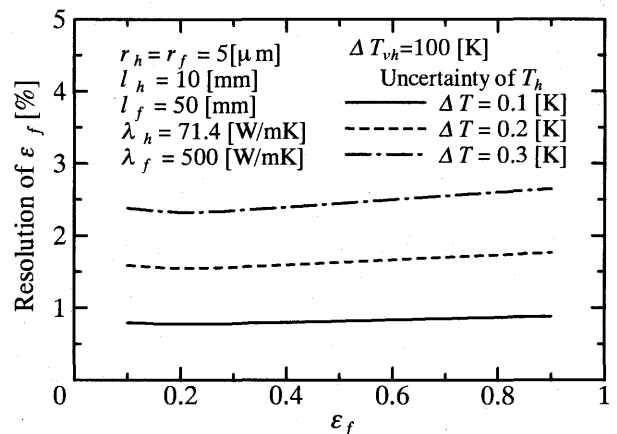


Fig. 7 Resolution of ϵ_f .

において $l_h = 50\text{mm}$ の感度が大きくなっているが、温度上昇量が 100[K] (Fig. 5) のときは、いずれの試料細線の放射率においても $l_h = 10\text{mm}$ のとき感度が大きくなっている。これは、測定条件により熱線端部からの熱損失、熱線からの放射による放熱、試料細線からの放射による放熱の割合がそれぞれ変化するためであり、精度の高い測定を行うには測定条件に合わせて熱線の長さを設定する必要がある。

Figs. 6, 7 に熱線の体積平均温度の上昇量を 10[K] および 100[K] に設定した場合の、熱線温度測定の不確かさによる ε_f の測定誤差を示す。これは、本測定法によって細線の放射率を測定する場合の原理的な測定分解能である。温度上昇量が 10[K] (Fig. 6) のときは、温度測定の不確かさが 0.01[K] 以内のとき、いずれの放射率においても測定精度は 1[] 以内を確保することができる。また、温度上昇量が 100[K] (Fig. 7) のときは、温度測定の不確かさが 0.1[K] 以内で測定精度は 1[] 以内となっている。

常温域で測定精度 0.01[K] 以内の白金線の校正は十分に可能であるが、高温域において測定を行う場合、白金線を 0.01[K] 以内で校正を行うのは困難である。しかし、Figs. 6, 7 より、熱線温度上昇を上げることにより、温度測定の不確かさを補えることが分かる。

以上より、熱線の温度測定精度が $\pm 0.1\text{[K]}$ 以内であれば、本測定法により半径 $5\mu\text{m}$ の細線の放射率を $\pm 1\text{[]}$ 以内の精度で測定できることが明らかとなった。なお、Fig. 2 で式 (7)、(8) により放射熱伝達率を近似して求めた解 (式 (16)) には、高温域で約 2[] の誤差が生じることを示した。これは、熱線を 100[K] 温度上昇させた場合の誤差は 2[K] となり、放射率の測定精度として十分な精度を確保することができないことを示している。したがって実際の測定においては、放射熱伝達率の近似を用い

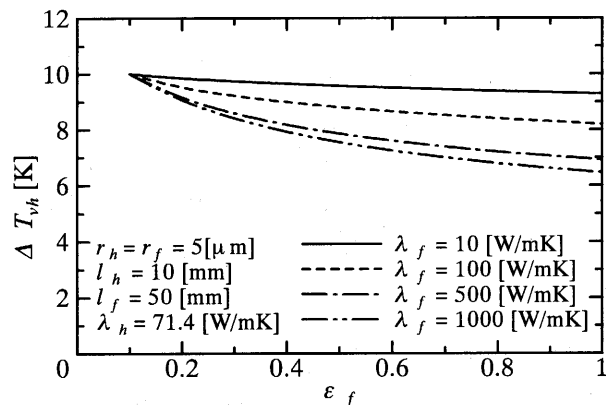


Fig. 8 ΔT_{vh} vs. ε_f at different thermal conductivities of fiber.

ない数値解析等により基礎式の解を求め、この解と測定データとを比較することにより放射率を求める必要がある。

Fig. 8 に試料細線の熱伝導率 λ_f の影響を示す。 λ_f が小さくなるにつれ、 ε_f による ΔT_{vh} の低下する割合 (感度) が低下している。しかし、 $\lambda_f = 10 \sim 1000\text{[W/mK]}$ で λ_f の $\pm 10\text{[]}$ の不確かさが ε_f の測定に与える影響は、すべての放射率の試料に対して $\pm 1\text{[]}$ 以内であり、熱伝導率の不確かさが ε_f の測定誤差に与える影響は小さいことが明らかとなった。これは、2本の熱線を用いることにより試料細線の中央で断熱条件となり、熱線から試料細線へ伝わる熱量は試料細線の放射による放熱伝熱に依存しているためである。

Fig. 9 に試料細線の半径 r_f の影響を示す。 r_f が大きくなるにつれ、熱線から試料細線へ流れる熱量が増すため感度が増加している。

Fig. 10 に試料細線の長さ l_f の影響を示す。 l_f が 30mm までは、 l_f が増すにつれ感度が増加しているが、 30mm 以上では感度の向上は見られない。これは、通常の熱交換器等における温度効率と同じように $l_f = 30\text{mm}$ で試料細線

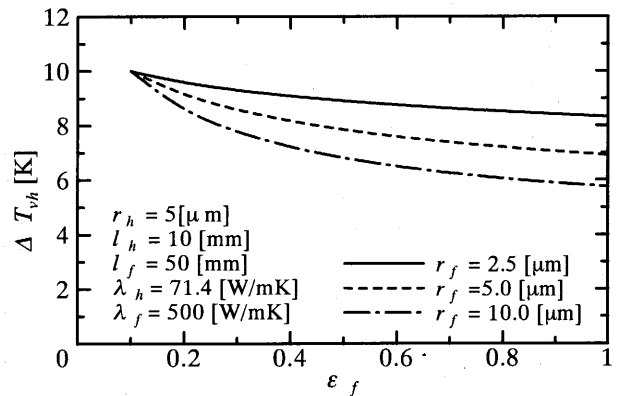


Fig. 9 ΔT_{vh} vs. ε_f at different radii of fiber.

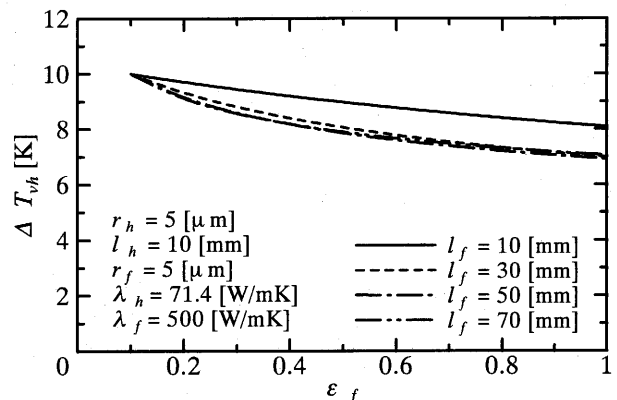


Fig. 10 ΔT_{vh} vs. ε_f at different lengths of fiber.

の温度効率がほぼ 1 に達しているためである。したがって、試料細線の長さにより測定感度の上昇を図る場合には、温度効率によって限界があることを注意する必要がある。

6. 結言

極微細線の放射率の新しい測定法を提案し、測定精度に関して理論的に検討した。主な結論を列挙する。

- 1) 本測定法の基本となる測定部における熱伝導の理論解を求め、一様発熱する熱線部の体積平均温度上昇量の定常値から試料細線の半球全放射率が求められることを明らかにした。
- 2) 数値解析により、放射熱伝達率を近似した解析解の誤差を明確にした。
- 3) 直径 $10\mu\text{m}$ の試料細線を例にとり、本測定法における種々の影響因子と測定精度との関係を理論的に明らかにした。
- 4) その結果、直径 $10\mu\text{m}$ 、長さ 10mm の短細線プローブを用いた本測定法により、直径 $10\mu\text{m}$ 、長さ 30mm 程の試料細線に関して $\pm 1\%$ 程度の精度で放射率が測定できる目処を得た。

引用文献

- (1) D. D. Edie, K. E. Robinson, O. Fleurot, S. P. Jones and C. C. Fain, *Carbon*, 32, 1045 (1994).
- (2) S. H. Yoon, Y. Korai and I. Mochida, *Carbon*, 31, 849 (1993).
- (3) H. Masuda, M. Higano, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 110, 1 (1988).
- (4) 張, 藤原, 藤井, 九州大学機能物質科学研究所報告, 12, 1 (1998).