

非定常線熱源法の再検討*

(第4報, 端効果の影響に関する解析的考察)

斎藤 彬夫^{*1}, 松本 浩二^{*2}, 木村 弘則^{*3}

Reconsideration of the Transient Line Source Technique

(4th Report, Analytical Discussion on the Influence of the Edge Effect)

Akio SAITO, Koji MATSUMOTO and Hironori KIMURA

In measuring thermal conductivities of liquids by a transient line source technique, one of the main error factors involved is the "edge effect" owing to the heat flow from the hot wire to the electrode through the wire edge. In this report, analytical investigation is performed concerning the edge effect on the measured thermal conductivity considering two basic cases; in the first case, a hot wire is directly connected to the electrode; and in the second case, a ringwise projection having a square cross section is attached at the connection of the hot wire to the electrode. Then the effectiveness, using a Wheatstone bridge circuit where two hot wires of different lengths are set to cancel and minimize the edge effects, is discussed analytically. As a result, the edge effect cannot be negligible even when using the bridge circuit, depending on the size of projection.

Key Words: Thermal Engineering, Thermophysical Properties, Transient Line Source Technique, Thermal Conductivity, Edge Effect

1. 結 論

液体の熱伝導率の最も有効かつ高精度な測定方法のひとつとして非定常線熱源法があげられる。同方法では、熱源として試料液体中に鉛直に張った半径 r_0 の極めて細い線を単位長さ当たり Q の割合で発熱させたときの線熱源の過渡的な温度応答より液体の熱伝導率を次式から求める。

$$\lambda = (Q/4\pi t) / (dT/dt) \dots\dots\dots (1)$$

著者らはすでに第1報⁽¹⁾および第2報⁽²⁾において、本測定法の最も大きな誤差要因であると考えられる試料中の熱放射および自然対流の熱伝導率測定値におよぼす影響を詳細な数値計算により明らかにした。さらに第3報⁽³⁾においては、試料液体が電気伝導性または腐食性を有する場合に線熱源表面上に施される被覆層の影響についても詳細な検討を加えた。

本報においては、線熱源の長さが無限であるとする

測定原理に対して、実際の測定系では線熱源の端部が電極に接続していることによる、線熱源端部から電極への熱伝導による熱の流れ、いわゆる端効果の影響について解析的に検討を加えた。特に、線熱源端部を電極に接合する場合に(例えば、スポット溶接する)その接合部分に線熱源の径と同じオーダの大きさの突起状のものができ、その突起状のものの影響により端効果の影響は突起状のものが無い場合に比べてより複雑になると考えられる。そこでそのような突起物がある場合の端効果についても検討した。さらに従来この端効果については、長さの異なる長・短2本の線熱源を図1に示すようなブリッジ回路に組み込んで測定することにより相殺されるとしてきたが、実際の測定においては長・短2本の線熱源端部と電極との接合状態を完全に同一にすることは、不可能であると考えられる。その結果2本の線熱源をブリッジ回路に組み込んで、完全に端効果の影響を相殺できない場合もあると考えられる。そこでその影響についても検討を加えた。最後に、現在端効果の影響を見積もるために広く用いられている Haarman の解析方法と本解析方法を比較検討した。

* 平成2年7月19日 九州支部佐賀地方講演会において講演、原稿受付 平成3年4月16日。

^{*1} 正員, 東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

^{*2} 正員, 青山学院大学理工学部 (〒157 東京都世田谷区千歳台6-16-1)。

^{*3} 准員, 日本アイ・ピー・エム(株) (〒106 東京都港区六本木3-2-12)。

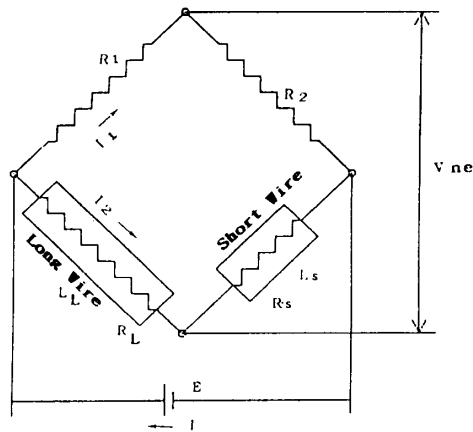


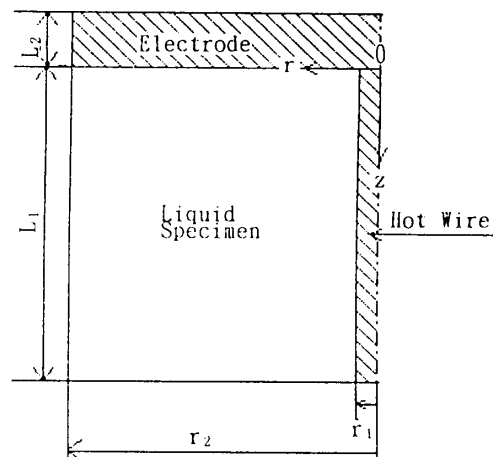
図1 端効果の影響を相殺するためのブリッジ回路

主な記号

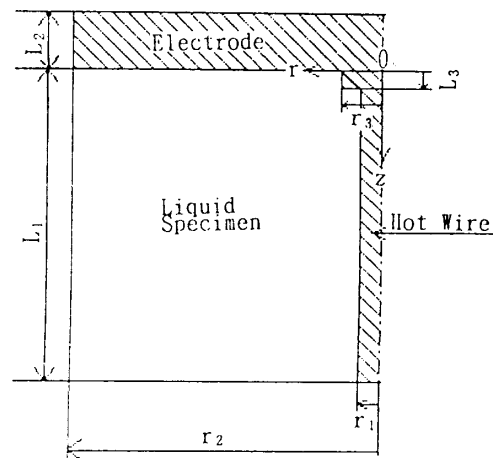
- a : 温度伝導率 m^2/s
 E : ブリッジ回路に加える電圧 V
 E_v : 電極間に加える電圧の1/2 ($=L \cdot e$) V
 e : 線熱源の単位長さあたりに加える電圧 V/m
 J : 電流密度 A/m^2
 L : 線熱源の半分の長さ m
 Q : 単位長さ当たりの発熱量(一定) W/m
 q : 単位体積当たりの発熱量 W/m^3
 R : 抵抗 Ω
 r, z : 座標系(図2) m
 r_1 : 線熱源半径 m
 T : 温度変化 K
 t : 時間 s
 V : 電位 V
 V_{ne} : 非平衡電圧 V
 β : 抵抗温度係数 K^{-1}
 Δ : 階段状突起の大きさ ($=L_3=r_3-r_1$) m
 λ : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
 σ : 電気伝導度 $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$

添字

- app : 見かけの値
 L : 長い線熱源
 M : 試料の値
 real : 真値
 S : 短い線熱源
 w : 線熱源(電極を含む)の値
 $*$: 無次元数
 0 : 初期値
 1 : 1本の線熱源の場合



(a) 端部形状 I



(b) 端部形状 II

図2 解析モデル

無次元数

$$\begin{aligned}
 J^* &= J/(\sigma_0 \cdot e) \\
 q^* &= q/(\sigma_0 \cdot e^2) \\
 r^* &= r/r_1 \\
 T^* &= \lambda_w T/(\sigma_0 \cdot e^2 \cdot r_1^2) \\
 t^* &= a_m t/r_1^2 \\
 V^* &= V/(r_1 \cdot e) \\
 z^* &= z/r_1 \\
 \sigma^* &= 1 - \sigma_0 e^2 \beta T_w^* r_1^2 / \lambda_w
 \end{aligned}$$

2. 端効果の見かけの熱伝導率におよぼす影響の解析

2.1 現象を支配する基礎方程式 解析にあたっては、図2(a), (b)に示すように、線熱源が直接電極に接合されている端部形状(端部形状Iとする)と、端部に正方形断面のリング形の階段状の突起のついた端部形状(端部形状IIとする)とを考える。端部形状I, IIのいずれの場合にも半径方向には無限遠方まで試料

が広がっていると考える。解析では、まず電極間に一定の電圧を印加したときの線熱源および電極の電位分布を求める。次に求めた電位分布より各点での発熱量を計算する。この発熱量を用いて線熱源、電極そして試料内の非定常温度分布を計算し、各点での温度上昇に伴って生じる線熱源および電極内の電気伝導度の分布を求める。その結果を用いて電極間の電気抵抗の変化を計算し端効果が見かけの熱伝導率におよぼす影響を計算する。この場合温度上昇に伴う発熱量の変化は無視できる。計算領域に関しては、空間の広さを半径方向には $200 r_1$ 、軸方向には線熱源端部より下方に $200 r_1$ 、上方に $50 r_1$ 程度までとした。さらに分割粗さに関しては、線熱源端部近傍が細くなるように配慮して、その最小分割粗さは、 r 方向、 z 方向共に $0.05 r_1$ 程度とした。

解析する系を支配する基礎方程式を前述した無次元数で無次元化すると、以下の諸式となる。

[電位分布]

<線熱源および電極内部>

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left[r^* \sigma^* \frac{\partial V^*}{\partial r^*} \right] + \frac{\partial}{\partial z^*} \left[\sigma^* \frac{\partial V^*}{\partial z^*} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

<境界条件>

(1) 端部形状 I の場合

$$\frac{\partial V^*}{\partial r^*} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} r^* = 0; -L_2/r_1 \leq z^* \leq L_1/r_1 \\ r^* = 1; 0 \leq z^* \leq L_1/r_1 \\ r^* = r_2/r_1; -L_2/r_1 \leq z^* \leq 0 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial V^*}{\partial z^*} = 0 \quad (z^* = 0; 1 \leq r^* \leq r_2/r_1) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$V^* = 0 \quad (z^* = -L_2/r_1) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$V^* = L_1/r_1 \quad (z^* = L_1/r_1) \quad \dots\dots\dots (6)$$

(2) 端部形状 II の場合は、上記の境界条件(3)、

(4)が以下の境界条件に置き換わる。

$$\frac{\partial V^*}{\partial r^*} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} r^* = 0; -L_2/r_1 \leq z^* \leq L_1/r_1 \\ r^* = 1; L_3/r_1 \leq z^* \leq L_1/r_1 \\ r^* = r_2/r_1; -L_2/r_1 \leq z^* \leq 0 \\ r^* = r_3/r_1; 0 \leq z^* \leq L_3/r_1 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial V^*}{\partial z^*} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} z^* = 0; r_3/r_1 \leq r^* \leq r_2/r_1 \\ z^* = L_3/r_1; 1 \leq r^* \leq r_3/r_1 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

[電流密度]

$$J^* = [(\partial V^*/\partial r^*)^2 + (\partial V^*/\partial z^*)^2]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (9)$$

[発熱量分布]

$$q^* = (\partial V^*/\partial r^*)^2 + (\partial V^*/\partial z^*)^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

[温度分布]

<線熱源および電極内部>

$$\frac{a_M}{a_w} \frac{\partial T_w^*}{\partial t^*} = \frac{\partial^2 T_w^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial T_w^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 T_w^*}{\partial z^{*2}} + q^* \quad \dots\dots\dots (11)$$

<試料内部>

$$\frac{\partial T_M^*}{\partial t^*} = \frac{\partial^2 T_M^*}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial T_M^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 T_M^*}{\partial z^{*2}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

<初期条件>

$$T_w^* = T_M^* = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

<境界条件>

(1) 端部形状 I の場合

$$\frac{\partial T_w^*}{\partial r^*} = 0 \quad (r^* = 0) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$T_w^* = T_M^* = 0 \quad (r^* = r_2/r_1) \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial T_w^*}{\partial r^*} = \frac{\lambda_M}{\lambda_w} \frac{\partial T_M^*}{\partial r^*}; \quad T_w^* = T_M^* (r^* = 1; 0 \leq z^* \leq L_1/r_1) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{\partial T_w^*}{\partial z^*} = \frac{\lambda_M}{\lambda_w} \frac{\partial T_M^*}{\partial z^*}; \quad T_w^* = T_M^* (z^* = 0; 1 \leq r^* \leq r_2/r_1) \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$T_w^* = 0 \quad (z^* = -L_2/r_1) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{\partial T_w^*}{\partial z^*} = \frac{\partial T_M^*}{\partial z^*} = 0 \quad (z^* = L_1/r_1) \quad \dots\dots\dots (19)$$

(2) 端部形状 II の場合は、上記の境界条件(16)、(17)が以下の境界条件に置き換わる。

$$\frac{\partial T_w^*}{\partial r^*} = \frac{\lambda_M}{\lambda_w} \frac{\partial T_M^*}{\partial r^*}; \quad T_w^* = T_M^* \left\{ \begin{array}{l} r^* = 1; L_3/r_1 \leq z^* \leq L_1/r_1 \\ r^* = r_3/r_1; 0 \leq z^* \leq L_3/r_1 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\frac{\partial T_w^*}{\partial z^*} = \frac{\lambda_M}{\lambda_w} \frac{\partial T_M^*}{\partial z^*}; \quad T_w^* = T_M^* \left\{ \begin{array}{l} z^* = 0; r_3/r_1 \leq r^* \leq r_2/r_1 \\ z^* = L_3/r_1; 1 \leq r^* \leq r_3/r_1 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (21)$$

2.2 端効果の影響による見かけの熱伝導率と真の熱伝導率の関係

2.2.1 単一の線熱源を用いた場合 本計算領域の z の値が十分に大きい下方の境界においては、温度分布が半径方向の一次元分布になると同時に、電位分布は長手方向の一次元分布になっており、この点での σ を σ_{real} とすると、電流密度はこの点での電位こう配より次のように表せる。

$$(J)_{z=L_1} = \sigma_{\text{real}} \cdot (\partial V/\partial z)_{z=L_1} \quad \dots\dots\dots (22)$$

また、端効果の影響を含んだ系において、全体として求められる σ を σ_{app} とし、電極間にかかる電圧を $2E_v$ とすると、 E_v は次式で表せる。

$$E_v = L_1 \cdot (J)_{z=L_1/\sigma_{\text{app}}} = L_1 \cdot e \quad \dots\dots\dots (23)$$

式(22)、(23)より $(J)_{z=L_1}$ を消去し、無次元表示すると次式が得られる。

$$1 = (\sigma_{\text{real}}/\sigma_{\text{app}}) \cdot (\partial V^*/\partial z^*)_{z^*=L_1/r_1} \dots\dots\dots (24)$$

以上より、端効果による見かけの熱伝導率におよぼす影響は次式となる。

$$\frac{\lambda_{\text{app}}}{\lambda_{\text{real}}} = \left(\frac{\partial \sigma_{\text{real}}}{\partial t} \right) / \left(\frac{\partial \sigma_{\text{app}}}{\partial t} \right) \\ = \left(\frac{\partial \sigma_{\text{real}}}{\partial t} \right) / \left[\frac{\sigma_{\text{real}} \cdot (\partial V^*/\partial z^*)_{z^*=L_1/r_1}}{\partial t} \right] \dots\dots\dots (25)$$

上式を無次元化すると次式となる。

$$\frac{\lambda_{\text{app}}}{\lambda_{\text{real}}} = \left(\frac{\partial \sigma_{\text{real}}^*}{\partial t^*} \right) / \left[\frac{\sigma_{\text{real}}^* \cdot (\partial V^*/\partial z^*)_{z^*=L_1/r_1}}{\partial t^*} \right] \dots\dots\dots (26)$$

2・2・2 線熱源をブリッジ回路に組み込んで測定する場合 図1のブリッジ回路を用いた場合の見かけの熱伝導率と真の熱伝導率の関係は次式となる。

$$\frac{\lambda_{\text{app}}}{\lambda_{\text{real}}} = \left(\frac{\partial \sigma_{\text{real}}^*}{\partial t^*} \right) \cdot (L_L - L_S) \\ / \left\{ \frac{L_L \cdot \sigma_{\text{real}}^* \cdot (\partial V^*/\partial z^*)_{z^*=L_L/r_1}}{\partial t^*} \right. \\ \left. - \frac{L_S \cdot \sigma_{\text{real}}^* \cdot (\partial V^*/\partial z^*)_{z^*=L_S/r_1}}{\partial t^*} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

2・2・3 端効果の補正に関する従来の解析方法 (Haarmanの解析) Haarmanは論文⁽⁴⁾の中で端効果の見かけの熱伝導率におよぼす影響を次式で表している。

$$\theta_R = -\frac{Q}{4\pi\lambda_M} \left[E_i \left(-\frac{r_1^2}{4a_M t} \right) + \frac{4(a_M t)^{1/2}}{L \cdot \pi^{1/2}} \right] \dots\dots\dots (28)$$

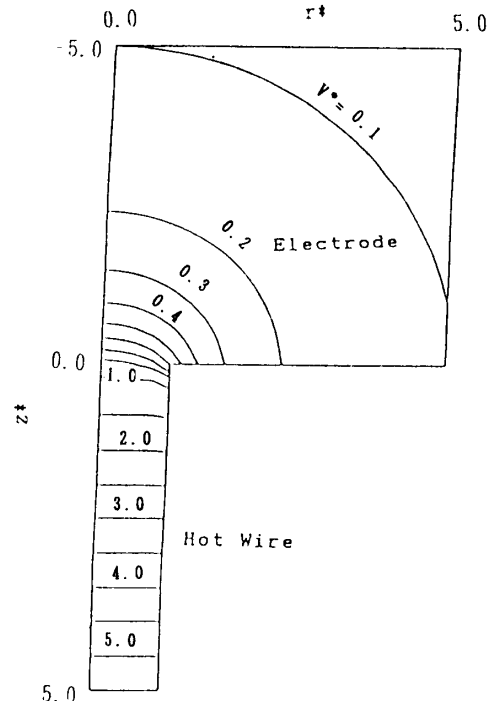
ただし、 θ_R は線熱源の平均温度である。

また式(28)の第2項が、線熱源が無限長の場合に対する端効果の影響による偏差を示しているとされてきた。ここで注意すべきことは、式(28)が、“線熱源端部で温度を一定とする境界条件”を満たさないなど、解析的に厳密でない境界条件のもとに導かれた点である。

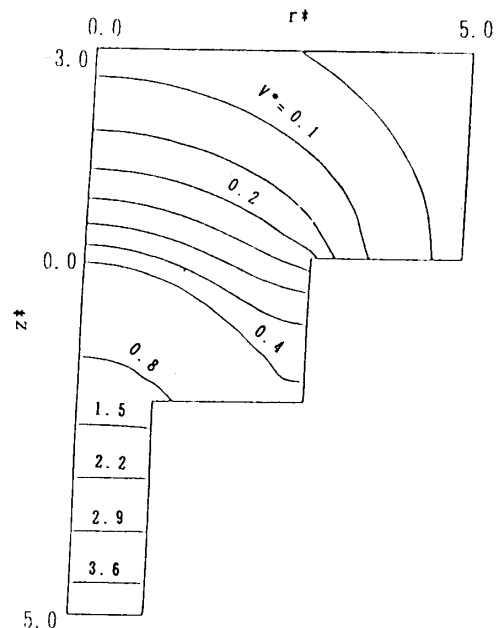
3. 数値計算の結果および考察

3・1 電位、発熱量および温度分布 図3(a)に端部形状I、図3(b)に端部形状II($\Delta=2r_1$)の線熱源端部近傍の電位分布を示す。さらに、図4(a)、(b)には図3(a)、(b)で求めた電位分布を使って計算された発熱量分布を、端部形状I、端部形状II($\Delta=2r_1$)各々の場合について示す。ここで Δ は端部形状IIの場合について、端部の突起の寸法である。図3(a)においては、電位分布の二次元性の影響が現れているのは端部近傍に限られている。また線熱源と電極の接続部の角で等電位線が密になっていることからこの部分の電位こう配が大きいことがわかる。図4(a)の発

熱量分布に関しては、 $z^* \geq 1.5$ では線熱源内の発熱量が一定となっており、電極との接続部の角で電流密度が最大となり、その結果発熱量も最大となっている。また電極部では軸方向、半径方向ともに線熱源から離れるにしたがって発熱量は急速に零に近づいている。図3(b)においても、図3(a)と同様に電位分布の二次元性の影響が見られるのはやはり端部近傍だけである。また図3(a)と図3(b)を比較すると図3(a)の



(a) 端部形状 I

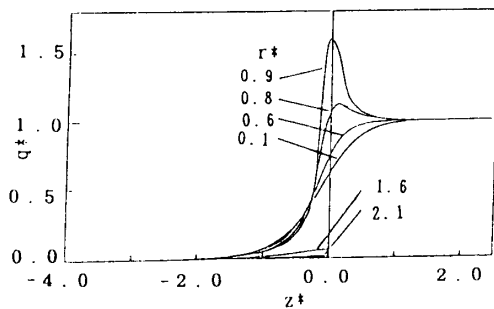


(b) 端部形状 II ($\Delta=2r_1$)

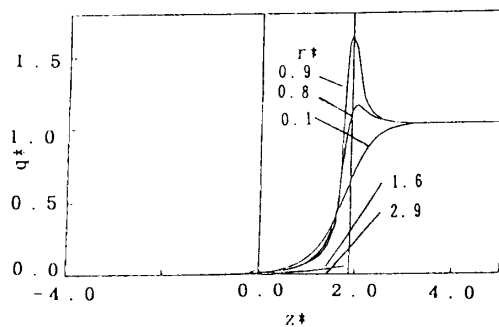
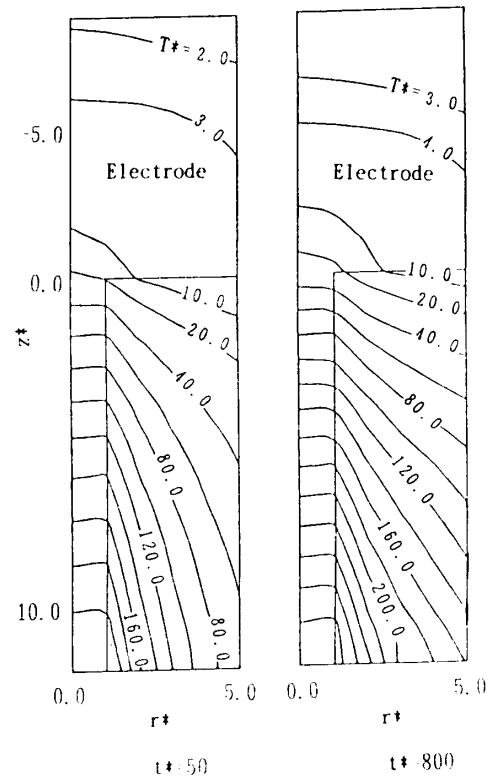
図3 V^* 分布

電極部分での電位値が図3(b)では階段状突起付近で現れていることがわかる。つまり階段状突起がつくことにより、階段状突起がない場合(電極の位置は $z^*=0$)の電極の位置を下方に移動させるのと同じ効果をもたらすわけである。もちろん Δ を大きくするほど下方により大きく移動させた効果を生じることとなる。図4(b)の発熱量分布においても、分布形状は図4(a)とほぼ同じであるが、線熱源部分と突起との接続部分($z^*=2$)で極大値をとっている。また突起と電極の接続部分の角にもわずかながら極大値が見られる。

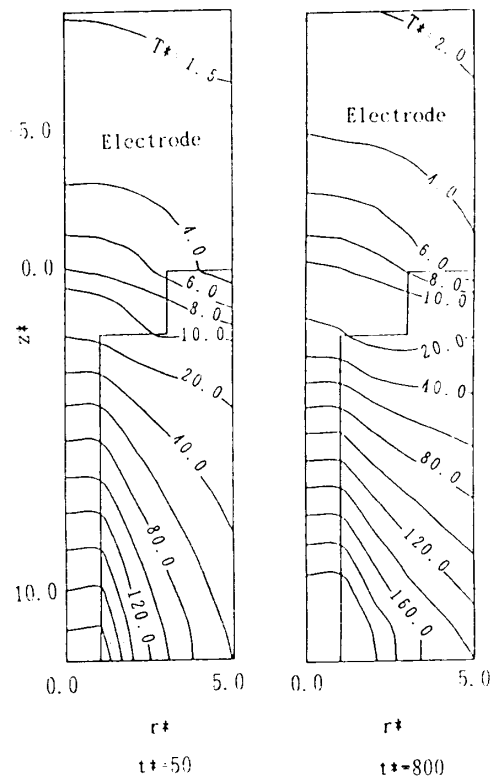
図5(a), (b)に端部形状Iおよび端部形状II($\Delta=2r_1$)の端部付近での温度分布をおのの示す。この場合の物性値の設定は、実際の測定試料としてトルエン、線熱源と電極の材質としては白金に対応している。端部形状IおよびIIのいずれの場合にも端部から十分離れた点($z^*\geq 150$)では温度分布は一次元的なものであるが端部近傍では、電極への熱伝導による熱の流れが大きくなり温度分布に二次元性が現れてくる。また、時間が経つにつれて二次元性の影響の現れる領域がしだいに広がっていく。さらに図5(a)に示すような端部近傍についての温度分布を見ると電極部での温度上昇が見られるのは端部接続部から線熱源半径のせいぜい数倍の距離までの範囲であり時間が経過しても温度はほとんど変化しない。また試料領域の等



(a) 端部形状 I

(b) 端部形状 II ($\Delta=2r_1$)図4 z^* 方向の q^* の分布

(a) 端部形状 I

(b) 端部形状 II ($\Delta=2r_1$)図5 T^* 分布

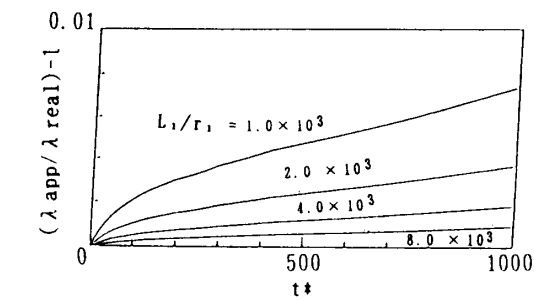
$$a_w/a_w=3.5 \times 10^{-3}$$

温線は時間の経過とともに線熱源に垂直な方向に近づいてゆき、電極による冷却効果が大きくなっていることがわかる。図5(b)においても電極部では時間が経過しても温度上昇はほとんど見られない。しかし階段状突起がつくことにより端部近傍での温度分布は、図5(a)の場合に比べてひずんでいることがわかる。またこのひずみは Δ が小さくなるにつれて当然小さくなる。

3.2 単一の線熱源による場合 図6(a)に端部形状Iの場合の $(\lambda_{app}/\lambda_{real})-1$ と t^* の関係を示す。試料および線熱源(電極を含む)の材質としては前述したとおりである。図より線熱源の長さが短くなるにつれて、端効果の影響は大きくなってゆくことがわかる。 $t^*=1000$, $L_1/r_1=8.0 \times 10^3$ では、その影響は0.1%以下と極めて小さいが、 $L_1/r_1=1.0 \times 10^3$ では0.8%とかなり大きい値となる。図6(b), (c)には端部形状II($\Delta=r_1$, $\Delta=2r_1$)の場合をおの示す。前述したよう

に、階段状突起がつく場合には、突起がない場合と突起がないときの電極の位置を Δ だけ線熱源を短くする方向に移動させた場合の中間の状態を示すと考えられる。その結果線熱源の長さを Δ だけ短く見積もって電圧を与えた場合に近い効果が現れるにもかかわらず、線熱源の長さを電極間の距離としたことによる誤差が $t^*=0$ から端部の影響に加わっていることがわかる。この最初からの誤差は当然 Δ が大きくなるほど大きくなり、 $\Delta=2r_1$ では0.3%程度である。

そこで、線熱源の長さを両端の階段状突起の先端部分の間とした場合の端効果の見かけの熱伝導率におよぼす影響の経時変化を $\Delta=r_1$, $2r_1$ そして $4r_1$ に関して図7(a), (b)そして図7(c)におの示す。図7(a)より $\Delta=r_1$ 程度のときは階段状突起の影響は小さく、すなわち線熱源の長さを両端の階段状突起の先端部分の間とした場合、突起による見かけの熱伝導率におよぼす影響はほとんどなく、電極による影響が



(a) 端部形状 I

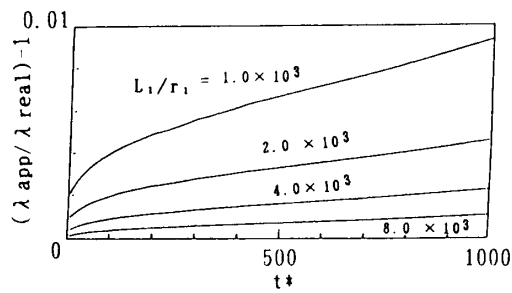
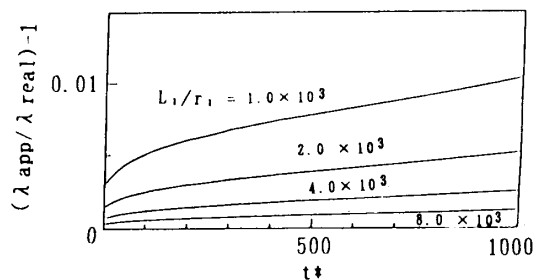
(b) 端部形状 II ($\Delta=r_1$)(c) 端部形状 II ($\Delta=2r_1$)

図6 $(\lambda_{app}/\lambda_{real})-1$ と t^* の関係
 $a_M/a_w=3.5 \times 10^{-3}$

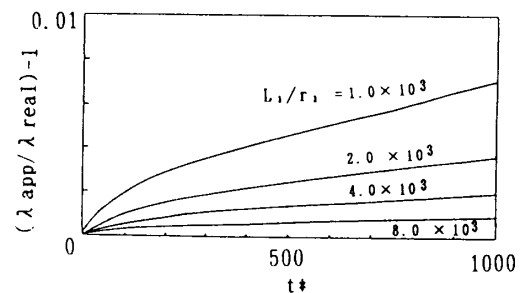
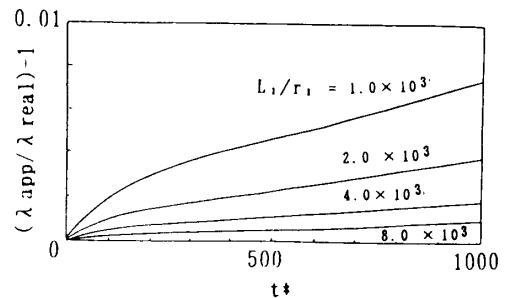
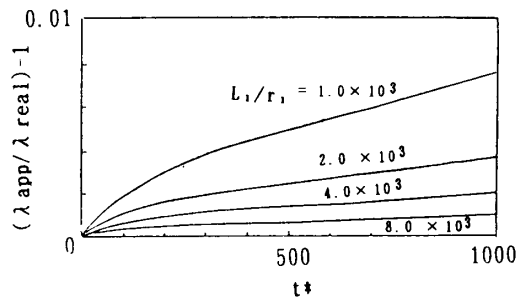
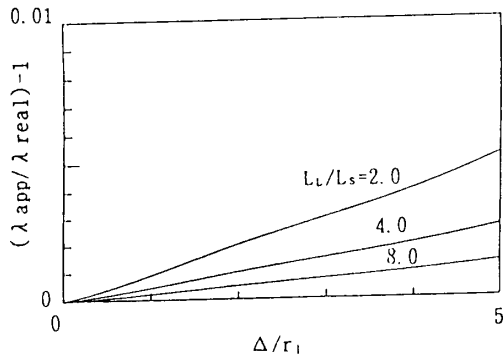
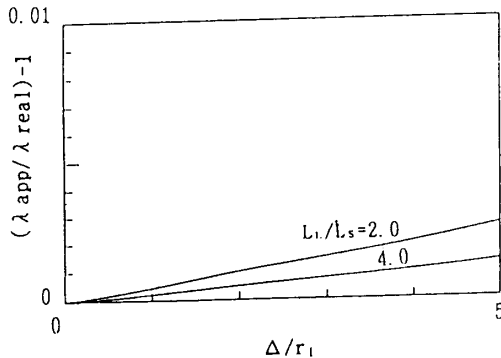
(a) 端部形状 II ($\Delta=r_1$)(b) 端部形状 II ($\Delta=2r_1$)(c) 端部形状 II ($\Delta=4r_1$)

図7 線熱源の長さを両端の階段状突起の先端部分の間とした場合の $(\lambda_{app}/\lambda_{real})-1$ と t^* の関係
 $a_M/a_w=3.5 \times 10^{-3}$

(a) $t^*=0$, $L_S/r_1=1.0 \times 10^{-3}$, $a_M/a_w=3.5 \times 10^{-3}$ (b) $t^*=0$, $L_S/r_1=2.0 \times 10^{-3}$, $a_M/a_w=3.5 \times 10^{-3}$ 図8 ブリッジ回路を使用した場合の
($\lambda_{app}/\lambda_{real}$)-1 と Δ/r_1 の関係

大半である。さらに図7(b), (c)の $\Delta=2r_1$, $4r_1$ においても同様な傾向が見られる。すなわち、本計算領域内の $\Delta=r_1 \sim 4r_1$ 程度では線熱源の長さを両端の階段状突起の先端部分の間とした場合には突起による見かけの熱伝導率におよぼす影響は極めて小さい。したがって、 Δ の値が大きいと予想される実際の実験装置の場合には、線熱源の長さを両端の階段状突起の先端部分の間とすることにより、突起の大きさによる影響を回避できると考えられる。

3.3 2本の線熱源をブリッジ回路に組み込んで測定する場合の端効果の見かけの熱伝導率におよぼす影響

図8(a), (b)に長・短2本の線熱源を図1に示す回路に組み込んで測定をする場合の $t^*=0$ における結果を示す。この場合短いほうの線熱源の端部は端部形状I, 長い線熱源の端部は端部形状IIとおおのの設定した。図より、ある程度 Δ が大きくなると、端部は形状Iの場合の誤差の最大値と、端部形状IIの $t^*=0$ での誤差のオーダが同じオーダとなり、ブリッジ回路に組み込んでも端部の影響は完全に相殺できなくなる。

また、図8(a)より $L_S/r_1=1.0 \times 10^3$ では、 $\Delta=0.5r_1$ 程度まではほとんど突起の影響は無視できるが、 $\Delta=$

表1 Haarmanの解析と本解析の比較

Length of Hot Wire 2L(cm)	(($\lambda_{app}/\lambda_{real}$)-1) Haarman's Analysis	(($\lambda_{app}/\lambda_{real}$)-1) Present Analysis			
		$\Delta=0$	$\Delta=r_1$	$\Delta=2r_1$	$\Delta=4r_1$
2.0	0.0072	0.0060	0.0077	0.0088	0.0141
4.0	0.0036	0.0031	0.0039	0.0045	0.0070
8.0	0.0018	0.0015	0.0019	0.0023	0.0036
16.0	0.0009	0.0008	0.0009	0.0011	0.0018

【Calculating Condition】

Sample : Toluene

Material of Hot Wire, Edge and Electrode : Pt

Radius of Hot Wire : $r_1=20.0 \times 10^{-6}$ (m)

Time : 3.45(sec)

r_1 以上ではその影響もしだいに有意なものとなっていく。また、 L_L/L_S が同じ値でも L_S/r_1 が小さくなるにつれてその誤差が増大していることがわかる。

3.4 従来の解析方法による解析結果と本解析結果との比較検討 現在、一般的に採用されているHaarmanらの端効果の見かけの熱伝導率におよぼす影響の見積もり方法〔式(28)より計算する〕と本解析結果との比較を表1に示す。

表1より、単一の白金線熱源でトルエンを測定する場合に通常の実験条件、例えば線熱源長さが5~20 cm程度、線熱源半径が 20×10^{-6} mそして測定時間が3~4 s程度においては、端部形状I, $\Delta=r_1$ そして $\Delta=2r_1$ ではHaarmanの解析と本解析では、ほぼ同程度に端効果の見かけの熱伝導率におよぼす影響を見積もっているが、 $\Delta=4r_1$ では両者の解析には多少の差が見られる。すなわち、Haarmanの解析では階段状突起の影響が完全には見積もられていないことがわかる。また、当然 Δ が大きくなるにつれてHaarmanの解析では突起のついたことによる影響は見積もりにくくなる。同じように線熱源長さが短くなるにつれてもHaarmanの解析では完全に端効果の影響(特に階段状突起の影響)を見積もることができないことがわかる。

4. 結 論

非定常線熱源法における主要な誤差要因である端効果に関して、従来の一般的な解析方法との比較検討を行った。さらに端効果の影響を2種類の端部形状について示した。また、従来端効果の影響を相殺できるとされてひろく用いられている長・短2本の線熱源をホイートストンブリッジ回路に組み込んで測定する方法に関して、2本の線熱源の端部形状が異なる場合には、端効果は完全には相殺できないことも示した。

文 献

- (1) 斎藤, 機論, 46-401, B(1980), 76.
- (2) 斎藤・松本・宇高, 機論, 53-487, B(1987), 1047.
- (3) 斎藤・松本・宇高, 機論, 55-516, B(1989), 2417.
- (4) Haarman, J. W., *Physica*, 52(1971), 605.