

異方性物質の熱伝導率と熱拡散率の非接触同時測定

藤井, 丕夫
九州大学機能物質科学研究所

朴, 寿泉
九州大学大学院総合理工学研究科

富村, 寿夫
九州大学機能物質科学研究所

張, 興
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6647>

出版情報 : 九州大学機能物質科学研究所報告. 8 (1), pp.87-98, 1994-11-10. 九州大学機能物質科学研究所

バージョン :

権利関係 :

異方性物質の熱伝導率と熱拡散率の非接触同時測定

藤井 丕 夫・朴 寿 泉*・富 村 寿 夫・張 興

A Non-Contact Measurement of Thermal Conductivity and Diffusivity of Anisotropic Materials

Motoo FUJII, Soochun PARK, Toshio TOMIMURA
and Xing ZHANG

The purpose of this paper is to develop a non-contact method for simultaneous measurement of thermal conductivity and diffusivity of anisotropic materials. This method could be applied to biological materials. Three-dimensional transient heat conduction equation in an anisotropic solid is solved numerically when the solid surface is heated locally. Then, the time variations of non-dimensional average surface temperature are obtained as a master plot, which depend on the ratio of thermal conductivities in x -, y -direction $E_{xy}(=\lambda_y/\lambda_x)$. In experiment, the surface of an anisotropic sample is heated locally by the laser beam and the surface temperature profiles are measured by an infrared thermometer. The measured temperature variations are compared with the numerical ones to yield the thermal conductivity and diffusivity in x -direction λ_x , α_x and the ratio E_{xy} simultaneously. To confirm the applicability and the accuracy of the present measuring method, are used the multi-layered paper and vinyl chloride resin film as the samples with known thermophysical properties. It is found that the method could obtain the thermal conductivity, diffusivity and anisotropic ratio (E_{xy}) within errors of 6%, 25% and 4%, respectively, when the errors of measured laser output, heating radius and temperature are assumed to be within 2%, 3% and 0.2K, respectively.

1. 結 言

熱伝導率や熱拡散率が方向によって異なる熱的異方性物質に、断熱材、積層材あるいは生体組織などがある。特に、生体組織の *in vivo* な状態での熱物性値を得ることは医療工学やバイオテクノロジーなどの分野において非常に重要である。しかし、組織内にセンサー

を挿入する従来の方法では、生体がセンサーなどの異物に対して敏感に反応するため、正しい熱物性値を得ることは非常に困難である。

著者らはすでにレーザーと赤外線温度計による *in vivo* かつ非侵襲的測定法を提案し、まず等方性物質の熱伝導率と熱拡散率の同時測定手法を確立し、測定精度を検討した⁽¹⁾。この測定法は局所的に加熱された物質の温度応答が、その熱拡散率に依存することに基づいており、レーザーによる加熱と赤外線温度計による表面温度測定との組み合わせにより、非接触すなわち非侵襲的な熱物性値測定が可能である。また、熱伝導率

受理日 1994年7月21日

本論文を名誉教授 藤井 哲先生に献呈する。

*九州大学大学院総合理工学研究所

と熱拡散率が同時に求められることも本測定法の特徴の一つである。

本報では、異方性物質の例として、熱物性値が既知で生体と同程度の熱拡散率をもつケント紙および塩化ビニールフィルムの積層ブロックを対象に熱物性値の測定を行い、測定原理の検証と測定精度を検討する。また、竹越ら⁽²⁾の非正常比較熱線法によるケント紙積層板の熱伝導率の測定結果と比較・検討する。

使用記号

A_{th-y}	: 無次元平均表面温度のフーリエ数に関する積分, 式(11)	[-]
a_{ex-y}	: 平均表面温度の時間積分, 式(14)	[m ² Ks/W]
Bi	: ビオー数, 式(5)	[-]
E_{xy}	: x - y 方向の熱伝導率の比, 式(5)	[-]
E_{xz}	: x - z 方向の熱伝導率の比, 式(5)	[-]
Fo	: フーリエ数, 式(5)	[-]
h	: 熱伝達係数	[W/m ² K]
I_{th-x}	: X 方向の無次元平均表面温度, 式(9)	[-]
I_{th-y}	: Y 方向の無次元平均表面温度, 式(10)	[-]
i_{ex-x}	: x 方向の平均表面温度, 式(12)	[m ² K/W]
i_{ex-y}	: y 方向の平均表面温度, 式(13)	[m ² K/W]
P_a	: 黒体塗料と物質の x 方向の熱拡散率の比, 式(5)	[-]
P_λ	: 黒体塗料と物質の x 方向の熱伝導率の比, 式(5)	[-]
$P_{\lambda z}$: 黒体塗料と物質の z 方向の熱伝導率の比, 式(5)	[-]
Q	: レーザ出力	[W]
q_n	: 正味の平均熱流束, 式(7)	[W/m ²]
q_p	: 最大熱流束	[W/m ²]
R	: 無次元半径 ($=r/r^*$)	[-]
R^*	: 無次元加熱半径 ($=r^*/r^*=1$)	[-]
R_c	: 伝導-放射パラメータ, 式(5)	[-]
r^*	: 加熱半径	[m]
T	: 絶対温度	[K]
T_w	: 表面温度	[K]
T_∞	: 周囲温度	[K]
X, Y, Z	: 無次元座標, 式(5)	[-]
x, y, z	: 座標	[m]
Z_b	: 黒体塗料の無次元厚さ ($=z_b/r^*$)	[-]
z_b	: 黒体塗料の厚さ	[m]

ギリシャ文字

α	: 熱拡散率	[m ² /s]
ΔT	: 表面温度上昇 ($=T_w-T_\infty$)	[K]
ε	: 放射率	[-]
Θ	: 無次元温度, 式(5)	[-]
Θ_{wn}	: 無次元表面温度, 式(8)	[-]
λ	: 熱伝導率	[W/mK]
σ	: ステファン・ボルツマン定数	[W/m ² K ⁴]
τ	: 時間	[s]

添字

b	: 黒体塗料
ex	: 実験
s	: 物質, 試料
th	: 理論
X, Y, Z	: それぞれ, X, Y, Z 方向
x, y, z	: それぞれ, x, y, z 方向

2. 理論解析および測定原理

2.1 物理モデル

熱的異方性を有する物質表面を局部的に加熱した場合の表面温度の熱物性値依存性を定量的に明らかにするために、Fig. 1 に示した物理モデルに対して、数値解析を行った。このモデルは、第4章に示す実験との対応から、物質表面に厚さ z_b 、熱伝導率 λ_b 、熱拡散率 α_b の黒体塗料が塗布されている場合(2層モデル)のものであるが、黒体塗料が塗布されていない場合(単層モデル)についても検討した。温度 T_∞ の静止空气中に置かれた、直方体形状(縦 $2y_s$ 、横 $2x_s$ 、厚さ z_s)の異方性物質の x, y, z 方向の熱伝導率および熱拡散率を、それぞれ、 $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ および $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ とす

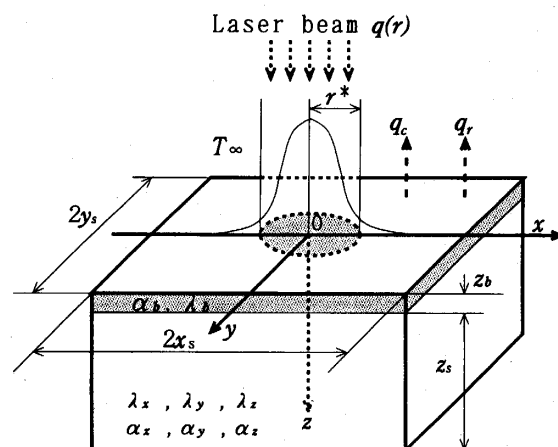


Fig. 1 Physical model and coordinates system.

る。ここでは、表面の中心部がガウス分布状の熱流束 $q(r)$ をもつレーザにより局所的に放射加熱される場合を取り扱う。その際、熱流束がレーザ中心での最大熱流束 $q(0) = q_p$ の10%となる半径を加熱半径 r^* とした。発生した熱量の大部分は熱伝導により物質内に移動するが、一部は物質表面からの自由対流 (q_c) と放射 (q_r) により周囲空間に放熱される。なお、対称性を考慮し、数値解析は x - y 平面の1/4領域を対象として行った。

2.2 基礎方程式と初期、境界および接合条件

2層モデルに対する無次元化した黒体塗料内と物質内の三次元非定常熱伝導方程式は次のようになる。

$$0 < X < X_s, 0 < Y < Y_s, 0 < Z < Z_b; \frac{\partial \Theta_b}{\partial F_0} = P_a \left(\frac{\partial^2 \Theta_b}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_b}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta_b}{\partial Z^2} \right) \quad (1)$$

$$0 < X < X_s, 0 < Y < Y_s, Z_b < Z < Z_b + Z_s; \frac{\partial \Theta_s}{\partial F_0} = \frac{\partial^2 \Theta_s}{\partial X^2} + E_{xy} \frac{\partial^2 \Theta_s}{\partial Y^2} + E_{xz} \frac{\partial^2 \Theta_s}{\partial Z^2} \quad (2)$$

初期条件は次式で与えられる。

$$F_0 = 0, 0 \leq X \leq X_s, 0 \leq Y \leq Y_s, 0 \leq Z \leq Z_b; \Theta_b = 0 \quad (3)$$

$$F_0 = 0, 0 \leq X \leq X_s, 0 \leq Y \leq Y_s, Z_b \leq Z \leq Z_b + Z_s; \Theta_s = 0$$

また、境界および接合条件は次式で与えられる。

$$0 < X \leq X_s, 0 < Y \leq Y_s, Z = 0; -P_\lambda \frac{\partial \Theta_b}{\partial Z} = \exp(-2.3R^2) - Bi\Theta_w - Rc\Theta_w$$

$$0 < X \leq X_s, 0 < Y \leq Y_s, Z = Z_b + Z_s; \frac{\partial \Theta_s}{\partial Z} = 0$$

$$0 < X \leq X_s, Y = 0, Y_s, 0 < Z \leq Z_b; \frac{\partial \Theta_b}{\partial Y} = 0$$

$$0 < X \leq X_s, Y = 0, Y_s, Z_b < Z \leq Z_b + Z_s; \frac{\partial \Theta_s}{\partial Y} = 0 \quad (4)$$

$$X = 0, X_s, 0 < Y \leq Y_s, 0 < Z \leq Z_b; \frac{\partial \Theta_b}{\partial X} = 0$$

$$X = 0, X_s, 0 < Y \leq Y_s, Z_b < Z \leq Z_b + Z_s; \frac{\partial \Theta_s}{\partial X} = 0$$

$$0 < X \leq X_s, 0 < Y \leq Y_s, Z = Z_b; P_{\lambda z} \frac{\partial \Theta_b}{\partial Z} = \frac{\partial \Theta_s}{\partial Z}, \Theta_b = \Theta_s$$

ここで、式(1)~(4)の各無次元量は次式で定義される。

$$\Theta = \frac{T - T_\infty}{q_p r^* / \lambda_x}, F_0 = \frac{\alpha_x \tau}{r^*{}^2}, X = \frac{x}{r^*}, Y = \frac{y}{r^*}, Z = \frac{z}{r^*},$$

$$R = \frac{r}{r^*}$$

$$P_\lambda = \frac{\lambda_b}{\lambda_x}, P_a = \frac{\alpha_b}{\alpha_x}, P_{\lambda z} = \frac{\lambda_b}{\lambda_z}, E_{xy} = \frac{\lambda_y}{\lambda_x}, E_{xz} = \frac{\lambda_z}{\lambda_x} \quad (5)$$

$$Bi = \frac{hr^*}{\lambda_x}, Rc = \frac{4T_\infty^3 \epsilon \sigma r^*}{\lambda_x}$$

無次元温度 Θ に含まれる q_p は次式で表されるガウス分布状の熱流束 $q(r)$ の最大値である。

$$q(r) = q_p \exp\{-2.3(r/r^*)^2\} \quad (6)$$

なお、単層モデルの場合は、基礎式(1)と境界および接合条件式(4)の中の $Z = Z_b$ における条件が不要になる。

2.3 数値計算範囲

本解析では、基礎式(1), (2)と初期、境界および接合条件式(3), (4)を差分化して数値解を求める。ここで、パラメータとして、基礎式には黒体塗料と物質の x 方向の熱拡散率の比 P_a 、物質の熱的異方性を表す x - y , x - z 方向の熱伝導率の比 E_{xy}, E_{xz} が含まれ、境界および接合条件には黒体塗料と物質の x, z 方向の熱伝導率の比 $P_\lambda, P_{\lambda z}$ 、ビオ数 Bi 、伝導-放射パラメータ Rc 、塗料の無次元厚さ Z_b が含まれている。このうち、黒体塗料の熱伝導率 λ_b と熱拡散率 α_b に関しては、比較的正確な熱物性値^{(3), (4), (5)}が与えられているアクリル樹脂と塩化ビニール樹脂を用いた等方性の場合の測定を行い、最も確からしい値として以下の値を求めた。

$$\lambda_b = 1.46 \text{ W/mk}, \alpha_b = 1.44 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

また、生体の熱伝導率 λ と熱拡散率 α はほぼ次の範囲⁽⁶⁾にある。

$$\lambda = 0.1 \sim 0.6 \text{ W/mk}, \alpha = (0.1 \sim 0.5) \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

これらの値と実験条件を参考にして、本数値解析ではパラメータを以下のように決めた。

$$E_{xy} = 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 4, 6, E_{xz} = 1$$

$$P_a = 1, 5, 15, P_\lambda = 1, 6, 15, P_{\lambda z} = P_\lambda$$

$$Bi = 5.4 \times 10^{-2}, Rc = 2.0 \times 10^{-2}, Z_b = 3.5 \times 10^{-2}$$

ここで、 Bi, Rc および Z_b の値は $h = 15 \text{ W/m}^2\text{K}$, $\epsilon = 0.98$, $Z_b = 25 \times 10^{-6} \text{ m}$ の場合に対応しており、加熱半径は $r^* = 0.71 \times 10^{-3} \text{ m}$ である。なお、単層モデルの場合は E_{xy}, E_{xz}, Bi, Rc の値は2層モデルの場合と同じであるが、その他のパラメータは $P_a = P_\lambda = P_{\lambda z} = Z_b = 0$ である。

2.4 測定原理

数値解析結果から熱伝導率と熱拡散率を簡単な手続きで求めるためには、等方性固体の場合⁽¹⁾と同様に、まず無次元表面温度 Θ_w とフーリエ数 F_0 の関係に関して、 Bi と Rc に依存しない曲線を求める必要がある。以下では2層モデルの場合について述べる。温度 Θ_w

に含まれる q_p を次式,

$$q_n = \frac{1}{\pi r^{*2}} \int_0^{r^*} \left[q_p \exp\{-2.3(r/r^*)^2\} - h(T_w - T_\infty) - \varepsilon\sigma(T_w^4 - T_\infty^4) \right] 2\pi r dr \quad (7)$$

で表される正味の平均熱流束 q_n で置き換えた, 式(8)で定義される無次元表面温度 Θ_{wn} を導入する⁽¹⁾. なお, 式(7)に含まれる熱伝達係数 h は加熱表面からの自然対流を考慮して $h=15\text{W/m}^2\text{K}$ としたが, この値に対して $\pm 5\text{W/m}^2\text{K}$ の変化を与えても, q_n には $\pm 1\%$ 程度の差しか生じない.

$$\Theta_{wn} = \frac{T_w - T_\infty}{q_n r^* / \lambda_x} \left(= \Theta_w \frac{q_p}{q_n} \right) \quad (8)$$

熱伝導率や熱拡散率が方向によって異なる熱的異方性物質の場合は, 表面温度分布が X 方向と Y 方向で異なる. そこで, 次式で定義される X, Y 方向の無次元平均表面温度 I_{th-x}, I_{th-y} を新たに導入する.

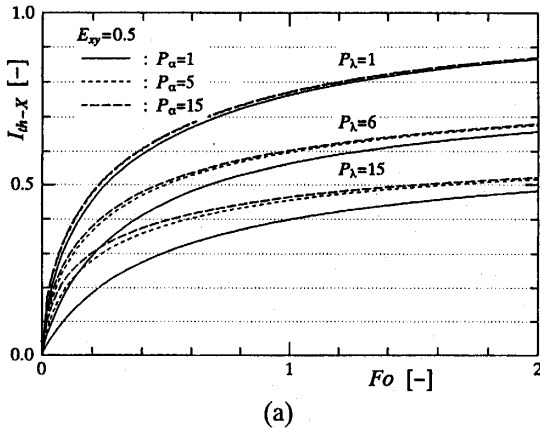


Fig. 2(a) Effects of thermophysical parameters P_λ , P_a and E_{xy} on I_{th-x} .

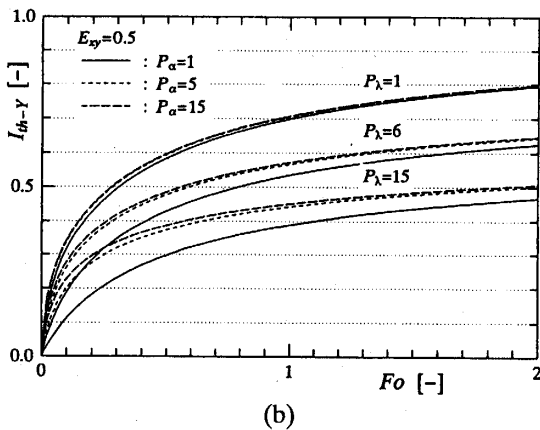


Fig. 2(b) Effects of thermophysical parameters P_λ , P_a and E_{xy} on I_{th-y} .

$$I_{th-x} = \frac{1}{\pi R^{*2}} \int_0^{R^*} \Theta_{wn-x} 2\pi R dR \quad (9)$$

$$I_{th-y} = \frac{1}{\pi R^{*2}} \int_0^{R^*} \Theta_{wn-y} 2\pi R dR \quad (10)$$

式(9)(10)は, 加熱中心軸まわりの温度分布が X あるいは Y 方向の分布と同じと考えた場合の無次元加熱半径 $R^*(=1)$ の円内における平均温度を表す. 従って, 物質が熱的に等方性の場合には式(9)と式(10)は一致する.

$Bi=0.02\sim 0.11$, $Rc=(0.66\sim 3.98)\times 10^{-2}$, $Z_b=3.5\times 10^{-2}$ とし, 他のパラメータを $P_a=1, 5, 15$, $P_\lambda=1, 6, 15$, $P_{\lambda z}=P_\lambda$, $E_{xy}=0.5$, $E_{xz}=1$ とした場合の I_{th-x} と I_{th-y} の応答線図を Figs. 2(a), (b) に示す. 表面温度の無次元化に際して正味の平均熱流束 q_n を用いたこの応答線図は, 上記の Bi, Rc の範囲でこれらの値にほとんど依存せず, 本測定法の基本となるマスタープロットとして使用することになる. $E_{xy}=0.5$ すなわち $\lambda_y < \lambda_x$ の場合, 熱は X 方向に流れ易くなるため同じ半径 R における温度も X 方向の方が高い. その結果, 各時刻 Fo における平均表面温度は X 方向の方が高くなる. しかし, P_λ が大きくなるにつれ黒体塗料層による

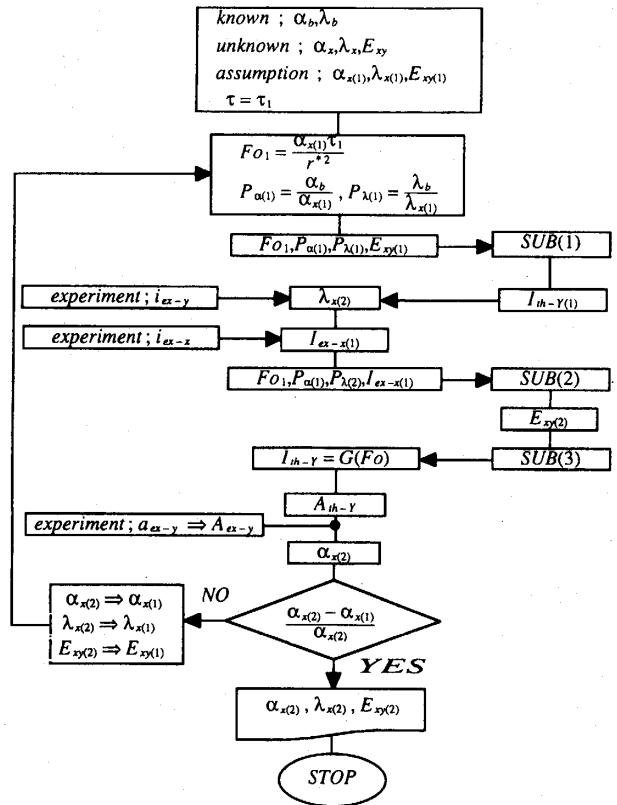


Fig. 3 Flow chart for evaluating the thermal conductivity and diffusivity.

温度の平均化の影響が顕著になり、 $P_\lambda=15$ では I_{th-x} と I_{th-y} の違いはほとんど見られなくなる。

Y 方向の無次元平均表面温度 I_{th-y} の時間変化に関する数値解析結果をフーリエ数 Fo の多項式関数 $I_{th-y}=G(Fo)$ で近似し、さらにその関数を次式のように与えられた時刻 $Fo=Fo_1$ まで積分し、平均表面温度の時間積分値 A_{th-y} を求める。

$$A_{th-y} = \int_0^{Fo_1} G(Fo) dFo \quad (11)$$

以上の理論解析における諸式に対応して、実測結果に基づく値も求めておく必要がある。すなわち、式(9)、(10)に関しては、時刻 τ_1 での x, y 方向の表面温度分布 $\Delta T_x, \Delta T_y$ の測定値から、

$$i_{ex-x} = \frac{1}{\pi r^*{}^2} \int_0^{r^*} \frac{\Delta T_x}{q_n} 2\pi r dr \quad (12)$$

$$i_{ex-y} = \frac{1}{\pi r^*{}^2} \int_0^{r^*} \frac{\Delta T_y}{q_n} 2\pi r dr \quad (13)$$

を求める。次に、式(11)に対応する式としては、式(13)から求めた y 方向の平均表面温度 i_{ex-y} の時間変化を τ の多項式関数 $i_{ex-y}=g(\tau)$ で近似し、その関数を次式により時刻 $\tau=\tau_1$ まで積分する。

$$A_{ex-y} = \int_0^{\tau_1} g(\tau) d\tau \quad (14)$$

以上の諸式を用いて異方性物質の熱伝導率と熱拡散率を求める手法をFig. 3に示した。その過程は以下のようになる。

1) 測定時間 τ_1 を決め、物質の x 方向の熱伝導率 $\lambda_{x(1)}$ と熱拡散率 $\alpha_{x(1)}$ および $x-y$ 方向の熱伝導率の比 $E_{xy(1)}$ を仮定する。

2) 黒体塗料の熱伝導率 λ_b および熱拡散率 α_b (両者は既知)と上記の $\tau_1, \lambda_{x(1)}, \alpha_{x(1)}$ から、 $Fo_1, P_{\lambda(1)}, P_{\alpha(1)}, P_{\alpha(1)}$ を求める。

3) 副プログラムSUB(1)により、パラメータの値が $P_{\lambda(1)}, P_{\alpha(1)}, E_{xy(1)}$ の場合について、一連のパラメータに関する数値解析結果を多項式近似した式を用い、時刻 Fo_1 における $I_{th-y(1)}$ を求める。(なお、副プログラムSUB(1)~(3)に関しては付録を参照のこと。)

4) 測定値に関して式(13)から、時刻 $\tau=\tau_1$ における i_{ex-y} を計算する。

5) 無次元化されている $I_{th-y(1)}$ と有次元の i_{ex-y} との間の関係式、

$$\lambda_{x(2)} = \frac{I_{th-y(1)} r^*}{i_{ex-y}} \quad (15)$$

から、 x 方向の熱伝導率の第1近似値 $\lambda_{x(2)}$ を求める。

6) 次に、測定値に関して式(12)により計算した時刻 τ

$=\tau_1$ における $i_{ex-x(1)}$ を、過程5)で求めた $\lambda_{x(2)}$ と加熱半径 r^* を用いて次式により無次元化し、 $I_{ex-x(1)}$ を求める。

$$I_{ex-x(1)} = \frac{i_{ex-x} \lambda_{x(2)}}{r^*} \quad (16)$$

7) 副プログラムSUB(2)により、過程3)の場合と同様、数値解析結果を多項式近似した式を用い、時刻 Fo_1 における $P_\lambda=P_{\lambda(2)}, P_\alpha=P_{\alpha(1)}$ の場合の X 方向の無次元平均表面温度 I_{th-x} が上式の $I_{ex-x(1)}$ と等しくなるような $x-y$ 方向の熱伝導率比の第1近似値 $E_{xy(2)}$ を求める。

8) 副プログラムSUB(3)により、パラメータの値が $P_{\lambda(2)}, P_{\alpha(1)}, E_{xy(2)}$ の場合について、 I_{th-y} の時間変化を $Fo=0\sim 2.0$ の範囲で0.02刻みで求め、その近似多項式 $I_{th-y}=G(Fo)$ を決める。

9) 上記の $I_{th-y}=G(Fo)$ から式(11)により、 A_{th-y} を計算する。ここで、 A_{th-y} は α_x の関数になっている。

10) 測定値に関して式(14)により A_{ex-y} を計算し、これを次式(17)のように無次元化する。

$$A_{ex-y} = \frac{A_{ex-y} \alpha_{x(1)} \lambda_{x(2)}}{r^*{}^3} \quad (17)$$

11) 過程9)で求めた理論値 A_{th-y} が上記の A_{ex-y} と等しくなるような x 方向の熱拡散率の第1近似値 $\alpha_{x(2)}$ を、例えば、Newton-Raphson法などによって求める。

12) 熱拡散率の値が一定値に収束するまで、過程1)~11)を繰り返す。

13) なお、得られた収束値 λ_x, α_x および E_{xy} から、 y 方向の熱伝導率 $\lambda_y (= \lambda_x E_{xy})$ と熱拡散率 $\alpha_y (= \alpha_x E_{xy})$ も求めることができる。

3. 実験

3.1 実験装置および測定方法

Fig. 4に実験装置の概要を示す。シャッター③付きの波長514.5nm、加熱半径0.71mmのアルゴンイオンレーザー④により試料①表面を局所加熱する。レーザー出力はパワーコントローラ⑤で調整可能であり、測定の前で、パワーメータ②とデジタルマルチメータ⑩でその出力を測定した。使用したレーザーの熱流束はガウス分布状であり、実験での出力は約20mWとしたが、このときの加熱開始4秒後の中心点の温度上昇は13°C前後である。試料表面温度分布の経時変化は、2次元の温度分布測定が可能な赤外線温度計システム⑥~⑨

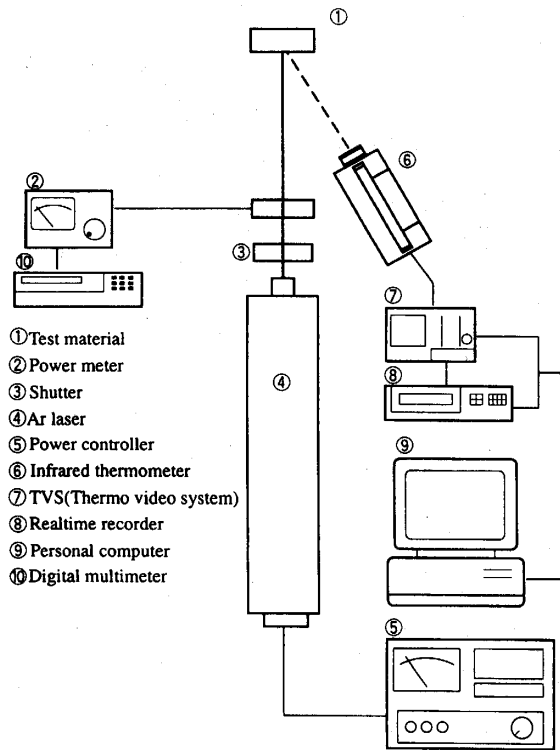


Fig. 4 Schematic of the experimental apparatus.

を用いて、1/30sごとに測定・記録した。なお、赤外線カメラの空間分解能は本実験の場合（試料表面とカメラとの距離が100mmのとき）0.102mmである。測定は同じ試料に対して6回以上行った。

3.2 実験試料

試料の概要を Fig. 5 に示す。縦30mm、横20mm、厚さ約13~16mmのケント紙あるいは塩化ビニルの積層ブロックにより、異方性物質を模擬した。実験には Table 1 に示すように厚さ約0.23mmのケント紙のみを60枚積層した試料 (Kent-a,b,c), 同じケント紙60枚を厚さ50 μ mのアクリル樹脂系両面テープ（熱伝導率 $\lambda=0.2$

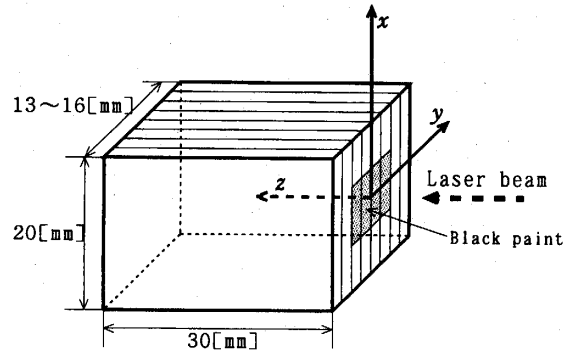


Fig. 5 Multi-layered test piece.

W/mK⁽³⁾)で接着した試料 (Kent-d) および厚さ約0.12mmの塩化ビニルフィルム（熱伝導率 $\lambda=0.14\sim 0.21$ W/mK⁽³⁾, (4), (5)）を115枚積層した試料 (C.vinyl) を用いた。また、表面の放射率 ϵ がほぼ1となるように、黒体塗料を試料表面に20~30 μ mの厚さで塗布した。この塗料の可視光域にある波長514.5nmのレーザー光に対する反射率は、前報⁽¹⁾での検討の結果33%程度であることが確かめられている。実測値の整理に際しては、積層ブロックの紙あるいはフィルムに平行な方向をx軸、積層方向をy軸、厚さ方向をz軸とした。なお、測定時の室温は22~23 $^{\circ}$ C、湿度は約70~80%であった。

4. 結果および考察

Fig. 6 に x, y 方向の平均表面温度 i_{ex-x} , i_{ex-y} の経時変化の測定結果を示す。Fig. 6(a) はケント紙のみを積層した場合、Fig. 6(b) はケント紙をアクリル樹脂系両面テープで接着して積層した場合、Fig. 6(c) は塩化ビニルフィルムを積層した場合である。いずれの場合も、紙あるいはフィルムに平行な x 方向に熱が流れ易いため、 i_{ex-x} が i_{ex-y} より常に高くなっている。

2.4 節の測定原理で述べた手順に従い、Fig. 6 の測

Table 1 Detail of multi-layered test pieces

Tested material	Thickness of a paper [mm]	Number of papers	Total thickness [mm]		Density after fixed [kg/m ³]
			Before fixed	After fixed	
Kent-a	0.227 \pm 0.003	60	14.7	14.3	911
Kent-b	0.224 \pm 0.003	60	13.8	13.5	916
Kent-c	0.228 \pm 0.003	60	13.8	13.4	915
Kent-d	0.226 \pm 0.003	60	17.6	16.0	950
C. vinyl	0.115 \pm 0.006	115	13.2	12.7	1300

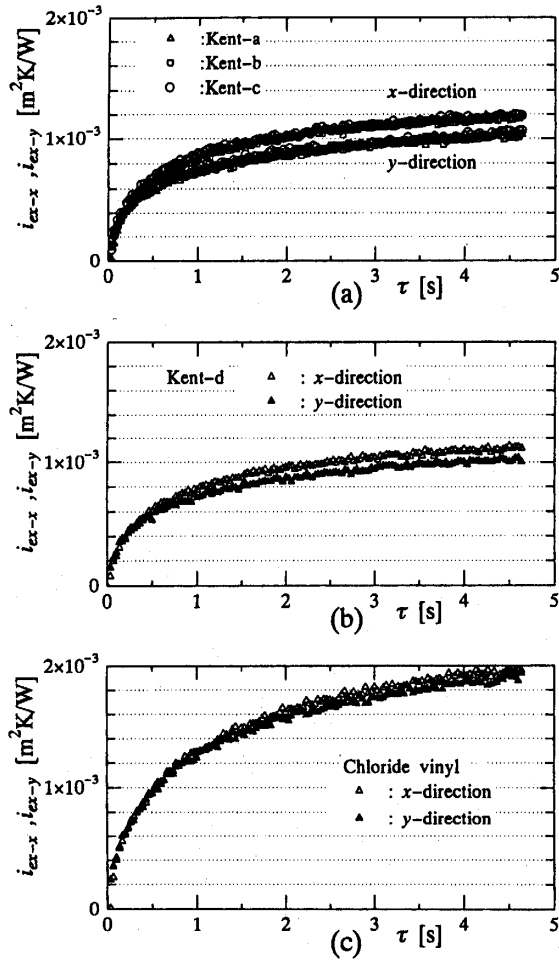


Fig. 6 Mean surface temperature variations.

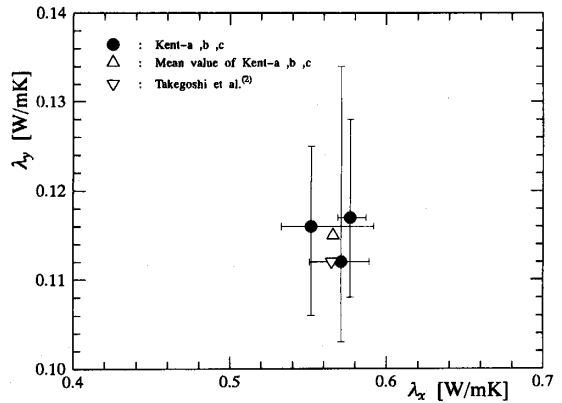


Fig. 7 Comparison of evaluated thermal conductivity and known value.

定値を用いて積層ブロックの熱物性値を求めた。Fig. 7にケント紙のみを積層した3種類の試料 (Kent-a,b, c)のx, y方向の熱伝導率 λ_x, λ_y の測定結果と竹越ら⁽²⁾の非定常比較熱線法による測定結果を示す。ここで、記号●は各試料に対して行った6回以上の測定結果の平均値であり、縦、横の実線はそのバラツキの範囲を表わす。また、記号△はこれら3種類の試料の平均値であり、記号▽は竹越らの測定結果である。竹越らの試料は縦200mm, 横200mm, 厚さ約0.2mmのケント紙を60枚積層した板状のものであるが、本測定結果は彼らの測定結果と非常に近い値になっている。

Table 2に本積層ブロックのx, y方向の熱伝導率

Table 2 Evaluated thermophysical properties

	α_x [m ² /s]	α_y [m ² /s]	λ_x [W/mK]	λ_y [W/mK]	E_{xy} [-]	Acryl tape
Kent-a	0.367×10^{-6}	0.136×10^{-6}	0.610	0.226	0.370	not used
Kent-b	0.321	0.125	0.592	0.231	0.390	not used
Kent-c	0.309	0.114	0.604	0.223	0.370	not used
mean value	0.332	0.125	0.602	0.227	0.377	not used
Kent-d	0.253	0.127	0.566	0.284	0.501	used
C.vinyl	0.125	0.105	0.261	0.219	0.840	not used

(a) Based on single layer model

	α_x [m ² /s]	α_y [m ² /s]	λ_x [W/mK]	λ_y [W/mK]	E_{xy} [-]	Acryl tape
Kent-a	0.369×10^{-6}	0.075×10^{-6}	0.577	0.117	0.203	not used
Kent-b	0.300	0.063	0.552	0.116	0.211	not used
Kent-c	0.358	0.070	0.571	0.112	0.196	not used
mean value	0.342	0.070	0.566	0.115	0.203	not used
Kent-d	0.200	0.070	0.506	0.177	0.349	used
C.vinyl	0.102	0.067	0.200	0.132	0.660	not used

(b) Based on two layer model

λ_x, λ_y , 熱拡散率 α_x, α_y および x - y 方向の熱伝導率の比 E_{xy} の測定結果の一覧を示す。表の (a), (b) は、それぞれ、単層および2層モデルに基づいて解析した温度応答線図と表面温度上昇の測定値を用いて得られた結果であるが、単層モデルの結果は2層モデルに比べ高めの値が得られている。これは、黒体塗料を塗布することによる温度上昇の低下分を、単層モデルでは大きめの熱伝導率あるいは熱拡散率を算出することで補うためと考えられる。次に、Table 2(b) をみると、ケント紙をアクリル樹脂系両面テープで接着した試料 Kent-d の x 方向の熱伝導率 λ_x は試料 Kent-a, b, c より小さく、また y 方向の熱伝導率 λ_y は逆に大きくなっている。これは、ケント紙と両面テープ層が交互に積層した試料の x あるいは y 方向の一次元熱伝導を考慮して得られる次式の等価熱伝導率、

$$\lambda_{x(eq)} = \frac{\lambda_{s-x}\delta_s + \lambda_t\delta_t}{\delta_s + \delta_t} \quad (18)$$

$$\lambda_{y(eq)} = \frac{\delta_s + \delta_t}{\frac{\delta_s}{\lambda_{s-y}} + \frac{\delta_t}{\lambda_t}} \quad (19)$$

により説明できる。すなわち、上式に両面テープの厚さ δ_t と熱伝導率 λ_t として $\delta_t = 0.05 \times 10^{-3} \text{m}$, $\lambda_t = 0.2 \text{W/mK}$ を、また、ケント紙の x, y 方向の熱伝導率 $\lambda_{s-x}, \lambda_{s-y}$ として試料 Kent-a, b, c の測定結果の平均値 $\lambda_{s-x} = 0.566 \text{W/mK}$, $\lambda_{s-y} = 0.115 \text{W/mK}$ を、厚さ δ_s として Table 1 に示した平均厚さ $\delta_s = 0.226 \times 10^{-3} \text{m}$ を代入することにより $\lambda_{x(eq)} = 0.498 \text{W/mK}$, $\lambda_{y(eq)} = 0.125 \text{W/mK}$ が得られ、測定結果の傾向と定性的に一致している。塩化ビニルフィルムの積層ブロックについてみると、素材の熱伝導率 $\lambda_{s-x} = \lambda_{s-y} = 0.14 \sim 0.21 \text{W/mK}$ に対し、本測定結果 (x 方向の熱伝導率 λ_x がこれに対応する) は 0.2W/mK になっている。参考のため、ビニル間に熱伝導率 $\lambda_t = 0.026 \text{W/mK}$ の空気層があるとして、 y 方向の等価熱伝導率 $\lambda_{y(eq)}$ が測定値 $\lambda_y = 0.132 \text{W/mK}$ に等しくなる場合の空気層の厚さ δ_t を式(19)から求めた結果、 $\delta_t = 8 \times 10^{-6} \text{m}$ となった。さらに、この厚さと式(18)から求めた x 方向の等価熱伝導率の値は $\lambda_{x(eq)} = 0.17 \text{W/mK}$ であった。なお、 x, y 方向の熱伝導率としては平均値 $\lambda_{s-x} = \lambda_{s-y} = 0.18 \text{W/mK}$ を用いた。

Fig. 8 に試料 Kent-b の熱伝導率と熱拡散率の測定値を用いて加熱開始 3 s 後の x, y 方向の表面温度分布を2層モデルに基づいて数値解析した結果を測定結果と比較して示す。ここで、縦軸には加熱表面の温度

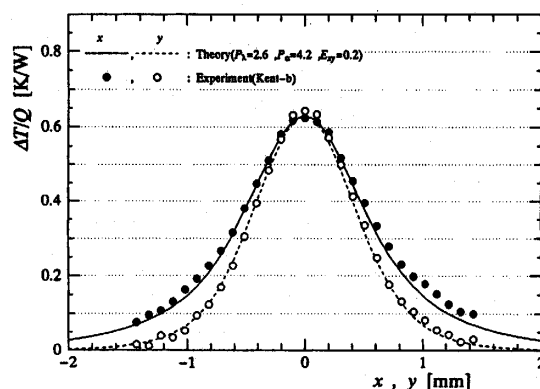


Fig. 8 Surface temperature distributions in x, y direction at $\tau = 3 \text{s}$.

Table 3 Error estimation

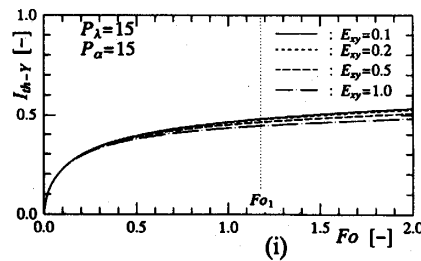
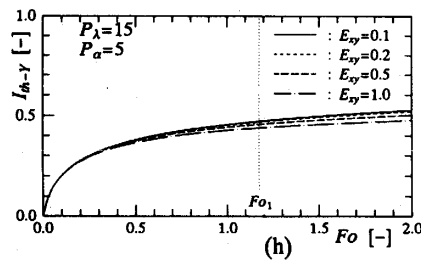
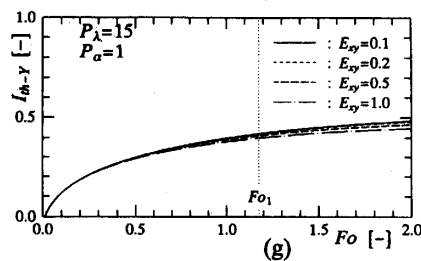
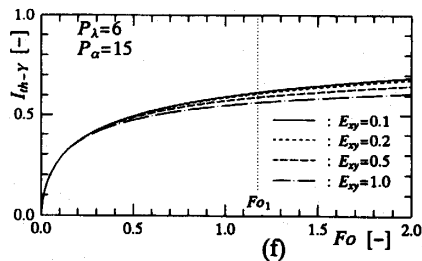
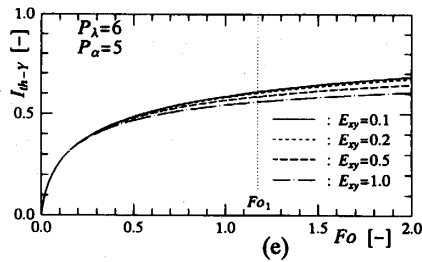
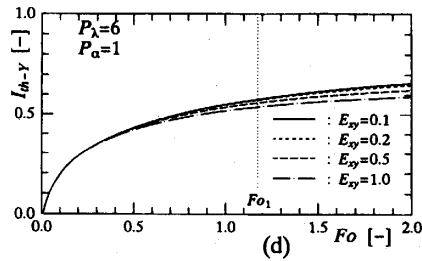
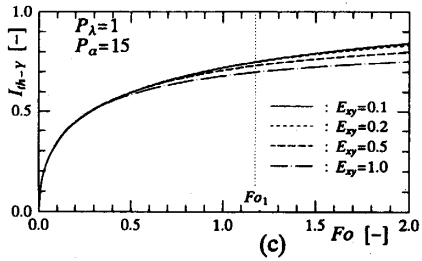
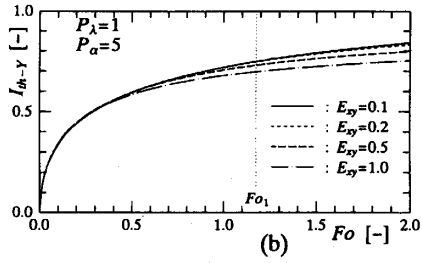
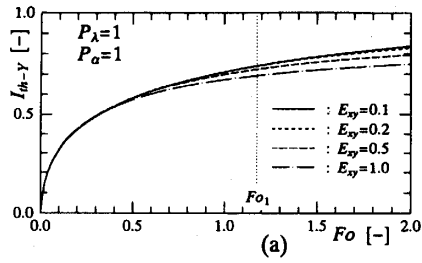
Measured quantities	Measuring error	Error [%]		
		α_x	λ_x	E_{xy}
Q [W]	2 [%]	0.4	2.4	1.1
r^* [m]	3 [%]	9.8	3.0	1.3
ΔT [K]	0.2 [K]	14.3	0.5	1.3
Total error [%]		25	6	4

上昇 ΔT ではなくレーザー出力 Q との比をとった。これは、Fig. 4 に示したように、赤外線カメラの光軸が試料表面に垂直ではないため水平方向の温度分解能が低下することによる。試料を90度回転させて加熱する2回の実験により x, y 方向の温度分布を測定したが、その際のレーザー出力が若干異なるのを修正するため $\Delta T / Q$ とした。実線と波線が x, y 方向分布の解析結果であり、記号 ●, ○ が対応する測定結果である。両者の分布は良く一致しており、本測定原理は測定された温度分布を正しく反映したものとなっていることがわかる。

Table 3 にレーザー出力 Q , 加熱半径 r^* および温度上昇 ΔT の測定誤差が x 方向の熱伝導率 λ_x , 熱拡散率 α_x および x - y 方向の熱伝導率の比 E_{xy} の誤差に及ぼす影響を2層モデルに基づいて評価した結果を示す。熱伝導率の精度には Q と r^* , また熱拡散率の精度には r^* と ΔT の測定精度が大きな影響を及ぼす。

5. 結 言

熱伝導率や熱拡散率が方向によって異なる熱的異方



性物質の熱物性値を非接触かつ同時に測定する方法を提案し、その測定原理の検証と精度を検討した。その結果、本測定法は非接触、同時測定法として使うことができ、レーザ出力および加熱半径並びに表面温度上昇の測定誤差が、それぞれ、2%、3%および0.2K以内であれば、 x 方向の熱伝導率、熱拡散率および $x-y$ 方向の熱伝導率の比が、それぞれ、6%、25%および4%以内の精度で測定できることを示した。なお、本測定法は生体組織の *in vivo* かつ非侵襲的な熱物性値測定にも適用することができる。

本研究に際して有益な御教示を頂いた東亜大学 藤井哲教授に感謝を表します。また、実験と計算に協力して頂いた本研究室職員 濱野光司技官および大学院生 二俣雄亮君に感謝します。

参考文献

- 1) M. Fujii, T. Tomimura, X. Zhang and S. Park, Proc. of the 3rd Asian Thermophysical Properties Conference, (1992), 120.
- 2) 竹越, 井村, 竹中, 平沢, 日本機械学会論文集(B

Fig. A1

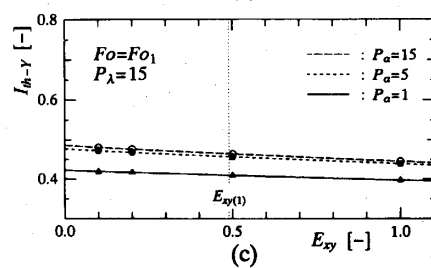
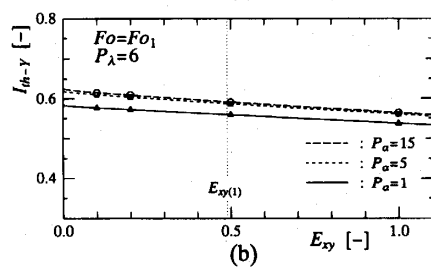
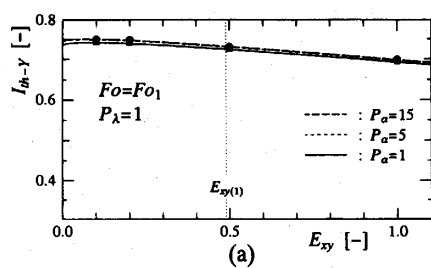


Fig. A2

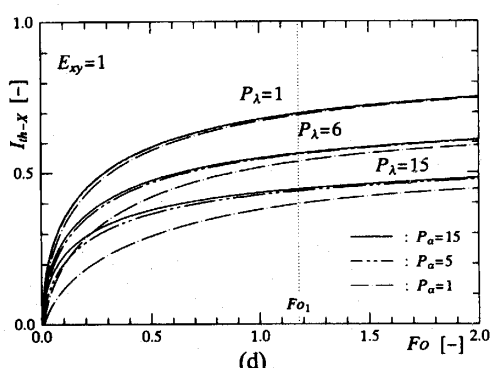
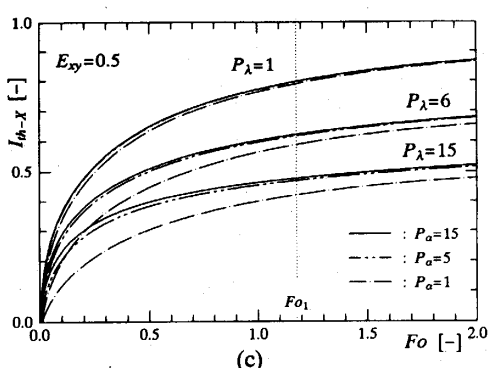
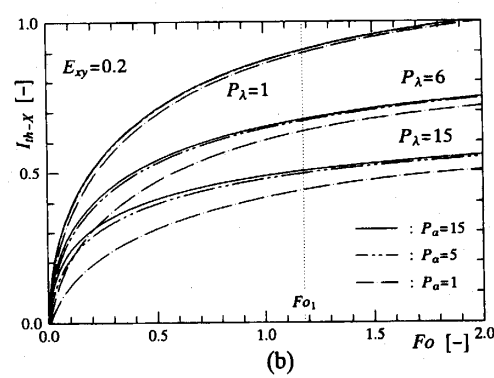
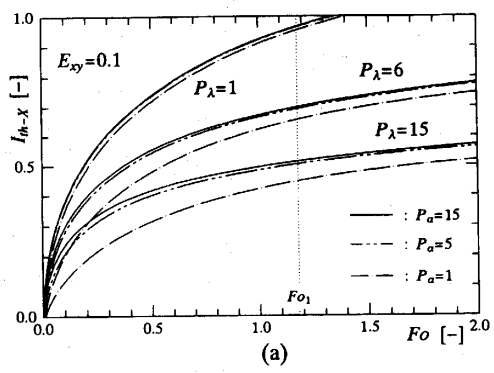


Fig. A5

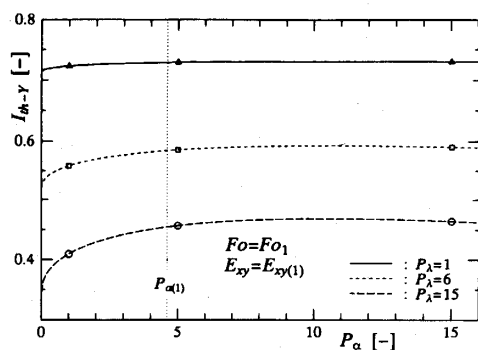


Fig. A3

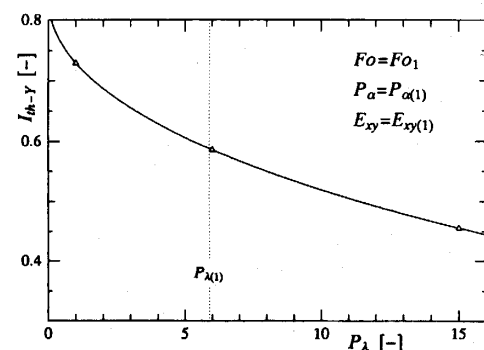


Fig. A4

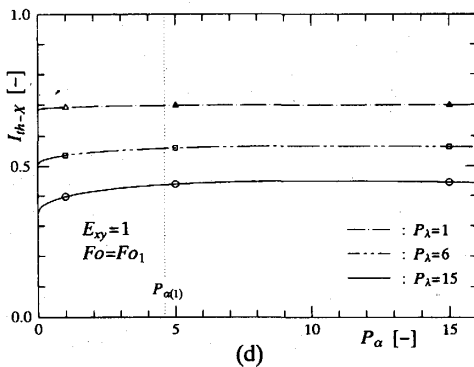
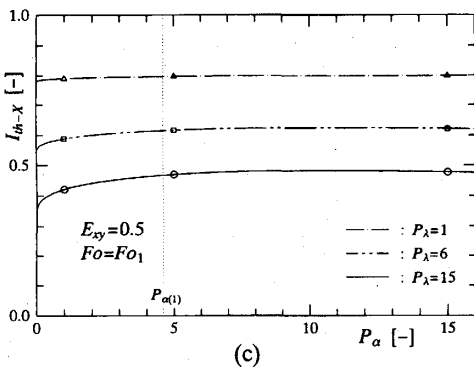
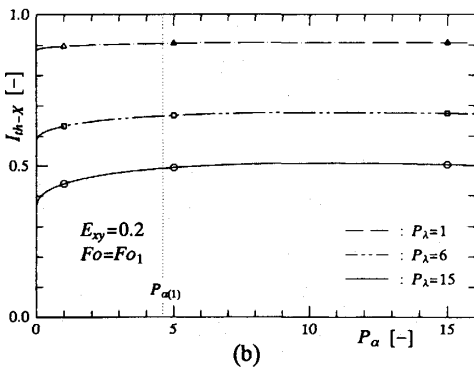
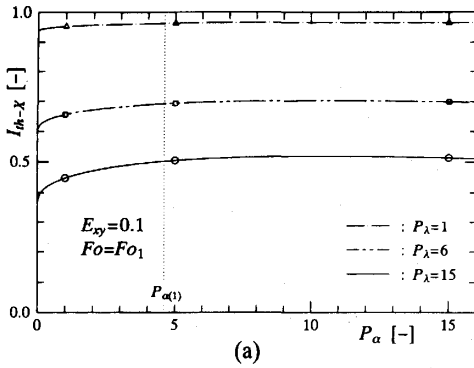


Fig. A6

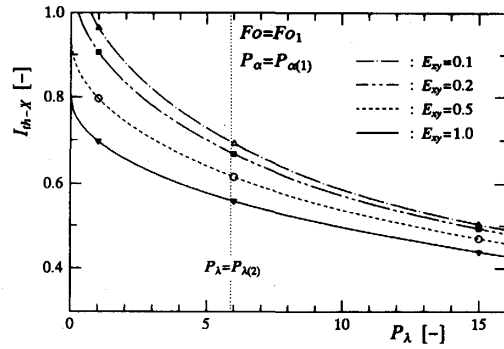


Fig. A7

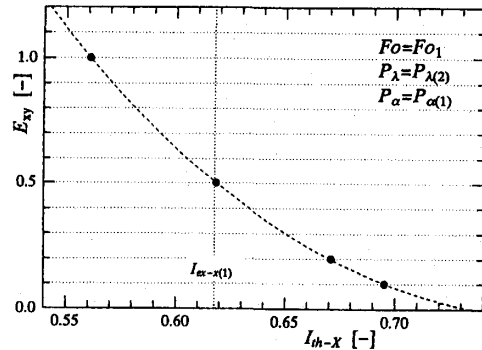


Fig. A8

編), 48巻, 433号, (1982), 1743.

- 3) 伝熱工学資料 改訂第4版, 日本機械学会, (1986), 321.
- 4) 熱物性ハンドブック, 養賢堂, (1990), 272.
- 5) 三菱レイヨン, 物性一覽表
- 6) H. F. Bowman, E. G. Cravalho and M. Woods, Ann. Rev. Biophys. Bioeng., Vol. 4, (1975), 43.

付 録

1. 副プログラム SUB(1)

本プログラムでは, 仮定値 $Fo_1, P_{\lambda(1)}, P_{\alpha(1)}, E_{xy(1)}$ における Y 方向の無次元平均表面温度 $I_{th-y(1)}$ を求める。以下では, 2層モデルで $E_{xy} < 1$ の場合について説明する。

一連のパラメータの組 $P_{\lambda}=1, 6, 15, P_{\alpha}=1, 5, 15, E_{xy}=0.1, 0.2, 0.5, 1, P_{\lambda z}=P_{\lambda}, E_{xz}=1, Bi=5.4 \times 10^{-2}, Rc=2.0 \times 10^{-2}, Z_0=3.5 \times 10^{-2}$ について数値解析した結果を I_{th-y} と Fo の関係で整理すると Figs.A1(a) ~ A1(i) に示す曲線群が得られる。各曲線群を多項式近似した式から $Fo=FO_1$ における I_{th-y} を求め E_{xy} との関係で整理すると, Figs.A1(a) ~ A1(c), Figs.

A1(d)~A1(f)および Figs.A1(g)~A1(i)から、それぞれ、Figs.A2(a), A2(b)および A2(c)が得られる。記号 Δ , \square , \circ が、それぞれ、パラメータ $P_a=1, 5, 15$ に対応する。次に、これらの結果を最小自乗法により多項式近似し、その式から $E_{xy}=E_{xy(1)}$ における I_{th-y} を求める。 I_{th-y} と P_a との関係で整理すると Fig.A3が得られる。記号 Δ , \square , \circ が、それぞれ、パラメータ $P_\lambda=1, 6, 15$ に対応する。上記の場合と同様に、これらの結果を最小自乗法により多項式近似し $P_a=P_{a(1)}$ における I_{th-y} を求め、 I_{th-y} と P_λ との関係で整理すると Fig.A4が得られる。この結果を同様に多項式近似し、 $P_\lambda=P_{\lambda(1)}$ における I_{th-y} を求めることにより、最終的に、仮定値 F_{O1} , $P_{\lambda(1)}$, $P_{a(1)}$, $E_{xy(1)}$ における $I_{th-y(1)}$ を求めることができる。

2. 副プログラム SUB(2)

本プログラムでは、式(16)から求めた $I_{ex-x(1)}$ と仮定値 F_{O1} , $P_{\lambda(2)}$, $P_{a(1)}$ を用いて $x-y$ 方向の熱伝導率比の第1近似値 $E_{xy(2)}$ を求める。

1. の場合と同様に、数値解析結果を I_{th-x} と F_0 の関係で整理すると Figs.A5(a)~A5(d)に示す曲線群が得られる。各曲線群を多項式近似した式から $F_0=$

F_{O1} における I_{th-x} を求め P_a との関係で整理すると、 $E_{xy}=0.1, 0.2, 0.5, 1$ に対して Figs.A6(a)~A6(d)が得られる。記号 Δ , \square , \circ が、それぞれ、パラメータ $P_\lambda=1, 6, 15$ に対応する。次に、これらの結果の多項式近似式から $P_a=P_{a(1)}$ における I_{th-x} を求め、 I_{th-x} と P_λ との関係で整理すると Fig.A7が得られる。記号 Δ , \square , \circ , ∇ が、それぞれ、パラメータ $E_y=0.1, 0.2, 0.5, 1$ に対応する。さらに、これらの結果の多項式近似から $P_\lambda=P_{\lambda(2)}$ における I_{th-x} を求め、 E_{xy} と I_{th-x} との関係で整理すると Fig.A8が得られる。この結果を I_{th-x} を独立変数とする多項式で近似した式から $I_{th-x}=I_{ex-x(1)}$ における E_{xy} の第1近似値 $E_{xy(2)}$ を求める。

3. 副プログラム SUB(3)

本プログラムでは、 $P_{\lambda(2)}$, $P_{a(1)}$, $E_{xy(2)}$ における I_{th-y} の $F_0=0\sim 2$ の間の経時変化を0.02刻みで求め、その近似多項式 $I_{th-y}=G(F_0)$ を決める。

副プログラム SUB(1)を繰り返し用いて、 $P_\lambda=P_{\lambda(2)}$, $P_a=P_{a(1)}$, $E_{xy}=E_{xy(2)}$, $F_0=0.02, 0.04, \dots, 1.98, 2$ に対する I_{th-y} を計算し、その結果を最小自乗法により近似し、関数 $I_{th-y}=G(F_0)$ を決める。